



ĐIỀU KHIỂN HỆ SỐ HẤP THỤ VÀ TÁN SẮC TRONG HỆ PHÂN TỬ KIM LOẠI KIỂM CẤU HÌNH CHỮ V

Nguyễn Tiến Dũng¹

TÓM TẮT

Trong công trình này, chúng tôi thiết lập hệ phương trình ma trận mật độ dẫn ra biểu thức giải tích của hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc của hệ phân tử kim loại kiểm đối với một chùm laser có cường độ yếu (chùm dò) dưới sự cảm ứng của chùm laser có cường độ mạnh (chùm điều khiển). Các hệ số này có thể điều khiển được theo các thông số của trường laser điều khiển.

Từ khóa: Trong suốt cảm ứng điện từ, phân tử kim loại kiểm.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Hấp thụ và tán sắc là hai tham số cơ bản đặc trưng cho các tính chất quang học của môi trường. Trong lân cận miền phổ cộng hưởng, biên độ của các hệ số này thay đổi mạnh theo tần số và quy luật thay đổi được quy định bởi đặc trưng cấu trúc của các nguyên tử, phân tử trong môi trường. Tuy nhiên, sự ra đời của ánh sáng laser thì tính chất quang học của các nguyên tử có thể được thay đổi một cách “có điều khiển”. Tiêu biểu cho điều này là sự tạo hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (Electromagnetically Induced Transparency viết tắt EIT). Đây là hiệu ứng được đề xuất vào năm 1989 [8] và kiểm chứng thực nghiệm vào năm 1991 [6] bởi nhóm nghiên cứu ở Stanford. Hiệu ứng này là kết quả sự giao thoa giữa các biên độ xác suất của các kênh dịch chuyển trong nguyên tử dưới sự kích thích kết hợp của một hoặc nhiều trường điện từ dẫn đến sự trong suốt của môi trường đối với một chùm quang học nào đó.

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 tạo các bộ chuyển mạch quang học [3], làm chậm vận tốc nhóm của ánh sáng [7], tăng hiệu suất các quá trình quang phi tuyến [4]. 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.

Gần đây hiệu ứng EIT cho hệ phân tử đã được nghiên cứu trên cả phương diện lý thuyết và thực nghiệm như Li_2 [1], Cs_2 [8] và gần đây nhất là công trình của A. Lazoudis và

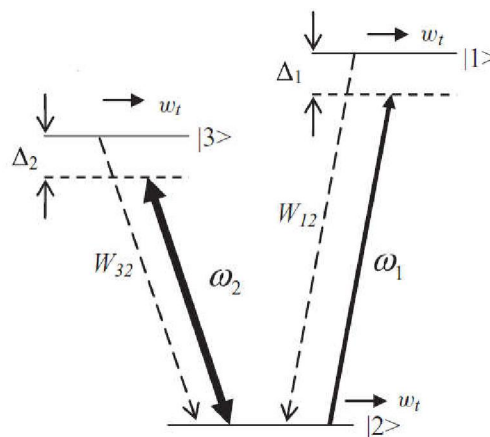
¹ Giảng viên Viện Kỹ thuật và Công nghệ, Trường Đại học Vinh

cộng sự đã nghiên cứu hiện tượng EIT trong cấu hình 3 mức năng lượng loại V ở trạng thái mở của phân tử Na_2 [2]. Trong công trình này, tác giả bằng thực nghiệm đã quan sát độ sâu của cửa sổ EIT trong phân tử Na_2 . Để giải thích thực nghiệm, A. Lazoudis và cộng sự đã sử dụng các hình thức ma trận mật độ, phương pháp nhiễu loạn và vẽ công tua hấp thụ với trường dò cho cả hai hệ mở và đóng của phân tử Na_2 , từ đó cho thấy sự phù hợp giữa thực nghiệm với lý thuyết. Các kết quả nghiên cứu lý thuyết mới dừng lại ở dạng số, chưa có bức tranh về thay đổi liên tục phổ EIT theo các tham số điều khiển dẫn đến hạn chế trong một số ứng dụng. Để khắc phục vấn đề này, chúng tôi đề xuất sử dụng phương pháp giải tích để xác định hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc cho cấu hình chữ V cho phân tử kim loại kiềm. Theo đó, điều kiện cường độ chùm laser dò yếu so với chùm laser điều khiển được đưa vào để đơn giản hóa quá trình giải hệ phương trình ma trận mật độ của hệ phân tử kim loại kiềm.

2. NỘI DUNG

2.1. Dẫn ra hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc

Sơ đồ cấu hình chữ V ba mức của phân tử kim loại kiềm được trình bày như trên hình 1 [2]. Một trường dò yếu với tần số $\omega_p = \omega_1$ và độ lệch tần $\Delta_p = \omega_{12} - \omega_1$ tạo sự dịch chuyển $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, trường điều khiển mạnh có tần số $\omega_c = \omega_2$ và độ lệch tần $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_2$ tạo sự dịch chuyển $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, các phân tử chiếm các mức năng lượng kích thích $|1\rangle$ và $|3\rangle$ có thể bị kích thích mạnh theo các cách khác nhau để xuống ở trạng thái cơ bản mức $|2\rangle$. Ở đây W_{ij} là tốc độ phát xạ tự phát của mức $|i\rangle$ đến mức $|j\rangle$, W_i là tốc độ phân rã tự nhiên của mức $|i\rangle$. Tốc độ phân rã của trạng thái cơ bản mức $|2\rangle$ là không đáng kể. Các tần số Rabi của các trường dò và liên kết được ký hiệu tương ứng $\Omega_p = d_{12}E_p/\hbar$ và $\Omega_c = d_{32}E_c/\hbar$; w_t là tốc độ tích thoát của các phân tử ở các mức do các nguyên nhân khác nhau [9].



Hình 1. Cấu hình lý thuyết chữ V cho phân tử hai nguyên tử

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 [9] (ở đây,

chúng ta xem xét các chuyển động của các phân tử là bé so với độ lệch của trường và bỏ qua hiệu ứng Doppler).

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

Hệ phân tử xét trong bài toán này có 3 mức nên phương trình (1) là một hệ gồm $3 \times 3 = 9$ phương trình cho các phân tử ma trận mật độ ρ_{ik} . Tuy nhiên, vì chỉ quan tâm đến phân tử ma trận ứng với dịch chuyển tạo bởi chùm dò nên ta chỉ cần viết 6 phương trình cho các phân tử ma trận mật độ liên quan đến dịch chuyển giữa trạng thái $|1\rangle$ với bốn trạng thái còn lại. Trong gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện, bỏ qua các biến đổi trung gian, hệ 6 phương này có thể đưa được về dạng:

$$\dot{\rho}_{11} = i\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) - W_1^t \rho_{11} \quad (2a)$$

$$\dot{\rho}_{12} = i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{22}) - d_1 \rho_{12} + i\Omega_c \rho_{13} \quad (2b)$$

$$\dot{\rho}_{13} = i\Omega_c \rho_{12} - d_2 \rho_{13} - i\Omega_p \rho_{23} \quad (2c)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -i\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}) + i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) + W_{12} \rho_{11} + W_{32} \rho_{33} - w_t(\rho_{22} - \rho_{22}^e) \quad (2d)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -i\Omega_p \rho_{13} + i\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33}) - d_3 \rho_{23} \quad (2e)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) - W_3^t \rho_{33} \quad (2f)$$

với $d_1 = i\Delta_p + \gamma_{12}^t$, $d_2 = i\Delta_p - i\Delta_c + \gamma_{13}^t$, $d_3 = -i\Delta_c + \gamma_{23}^t$, $\tilde{d}_i$ biểu thị liên hợp phức của d_i , $W_i^t = W_i + w_t$ và $\gamma_{ij}^t = \gamma_{ij} + w_t$. Trong đó W_i tốc độ phân rã mức i , W_{ij} là tốc độ phát xạ tự phát giữa mức i và j , ρ_{ii}^e là mật độ mức i ở trạng thái cân bằng nhiệt, γ_{ij} là tốc độ phân rã độ cư trú giữa mức i và j .

Giả thiết rằng hai trường laser là hoạt động ở chế độ liên tục nên chỉ sau một khoảng thời gian rất ngắn thì điều kiện dừng được thiết lập (đạo hàm của các phân tử ma trận ρ_{ik} sẽ triệt tiêu). Đồng thời, công suất của chùm laser dò được chọn là rất bé (công suất cỡ μW) so với công suất chùm laser điều khiển (công suất cỡ mW) nên độ cư trú của nguyên tử ở các trạng thái kích thích sẽ nhỏ hơn rất nhiều so với trạng thái cơ bản $|2\rangle$, khi đó $\rho_{22} = 1$. Giải hệ các phương trình (2a) - (2f) đồng thời sử dụng các giả thiết này ta tìm được:

$$\rho_{12} = \frac{i(\Omega_p \Omega_c^2 - \Omega_p d_2 d_3)}{\Omega_c^2 d_3 + d_1 d_2 d_3} = \frac{K + iL}{P + iQ} \quad (3)$$

$$\text{với } K = \Omega_p [\Delta_c \gamma_{13}^t - \gamma_{23}^t (\Delta_p - \Delta_c)]$$

$$L = \Omega_p [(\Delta_p - \Delta_c) \Delta_c - \Omega_c^2 - \gamma_{13}^t \gamma_{23}^t]$$

$$P = \gamma_{23}^t \Omega_c^2 + \gamma_{12}^t [(\Delta_p - \Delta_c) \Delta_c + \gamma_{13}^t \gamma_{23}^t] - \Delta_p [\gamma_{23}^t (\Delta_p - \Delta_c) - \Delta_c \gamma_{13}^t]$$

$$Q = \Delta_p [(\Delta_p - \Delta_c) \Delta_c + \gamma'_{13} \gamma'_{23}] + \gamma'_{12} (\Delta_p \gamma'_{23} - \Delta_c \gamma'_{23} - \Delta_c \gamma'_{13}) - \Delta_c \Omega_c^2$$

Mặt khác, độ cảm của nguyên tử đối với chùm laser dò liên hệ ρ_{21} theo biểu thức [9]:

$$\chi = -2 \frac{Nd_{21}}{\epsilon_0 E_p} \rho_{21} = \chi' + i\chi'' \quad (4)$$

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 của môi trường phân tử hai nguyên tử đối với chùm dò, ta sử dụng phần ảo của độ cảm tuyến tính (hoặc ρ_{12}) ở (3), ta có hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc đối với chùm dò:

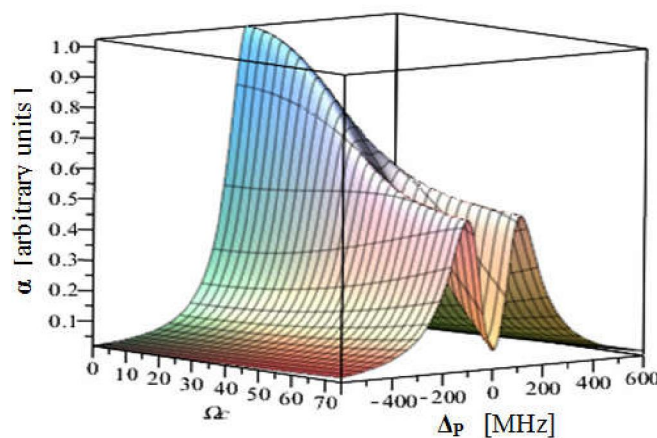
$$\alpha = \frac{\chi'' \omega_p}{c} = \frac{\omega_p}{c} \frac{2Nd_{12}^2}{\hbar \epsilon_0 \Omega_p} \frac{LP - KQ}{P^2 + Q^2} \quad (5)$$

$$n = 1 + \frac{1}{2} \chi' = 1 + \frac{2Nd_{ij}^2}{\hbar \epsilon_0 \Omega_p} \frac{(LP + KQ)}{P^2 + Q^2} \quad (6)$$

2.2. Điều khiển hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc

Các biểu thức (5) và (6) cho thấy hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc phụ thuộc vào cường độ và độ lệch tần số của chùm laser điều khiển. Sự phụ thuộc này được khảo sát theo phương pháp đồ thị. Để khảo sát hệ số hấp thụ α ta chọn các thông số không thay đổi [2]: $c = 3.10^8 \text{ m/s}$, $\hbar = 1,05.10^{-34} \text{ J.s}$, $\gamma'_{12} = \gamma'_{13} = \gamma'_{23} = 81 \text{ MHz}$, số phân tử $N = 10^{17}$ phân tử/cm³, $\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F/m}$.

2.2.1. Điều khiển theo cường độ trường

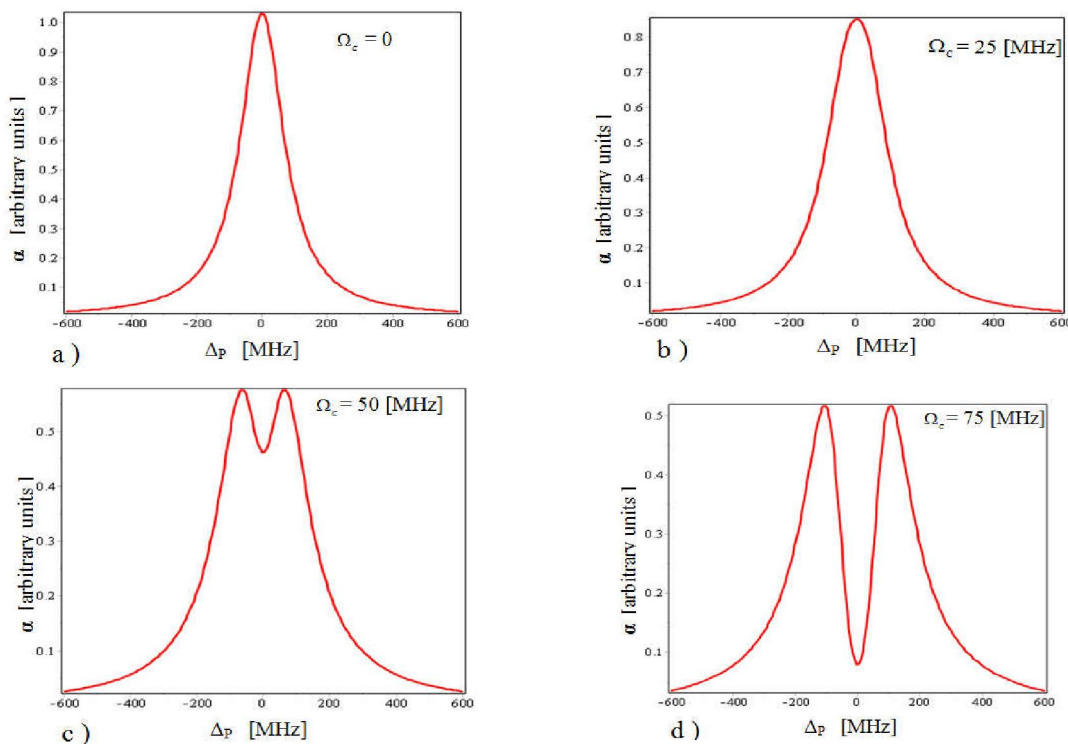


Hình 2. Đồ thị ba chiều của hệ số hấp thụ α theo Δ_p và Ω_c với $\Delta_c = 0 \text{ MHz}$

Từ hình 2 cho Ω_c tăng dần cường độ của chùm điều khiển thì hệ số hấp thụ của môi trường với chùm dò giảm dần ở vị trí $\Delta_p = 0$ (hình 3a,b). Do tốc độ phân rã lớn nên khi giá trị Ω_c cỡ 30 MHz đến 35 MHz thì bắt đầu xuất hiện cửa sổ EIT. Tâm của cửa sổ trong suốt

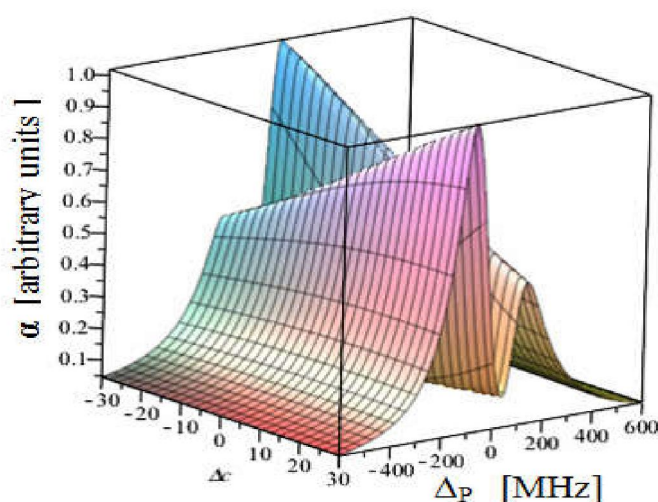


nằm ở giá trị $\Delta_p = 0$ tức là khi đó tần số của chùm dò cộng hưởng với tần số chuyển mức $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$. Tiếp tục tăng Ω_c của sơ EIT tăng dần độ sâu so với độ hấp thụ cực và đạt đến độ hấp thụ cực đại khi $\Omega_c = 75$ MHz(hình 3d).



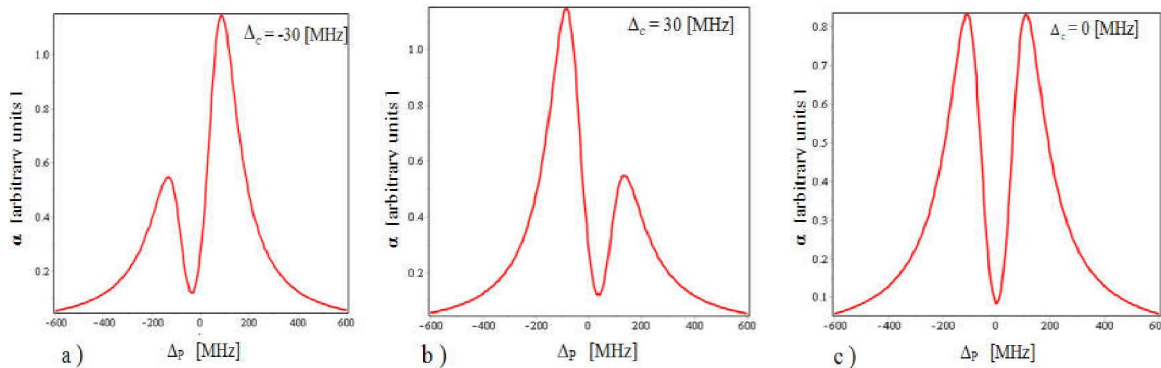
Hình 3. Đồ thị 2 chiều của α khi Ω_c có các giá trị khác nhau

2.2.2. Điều khiển theo độ lệch tần số



Hình 4. Đồ thị 3 chiều của hệ số hấp thụ α theo tần số của chùm điều khiển Δ_c và Δ_p với $\Omega_p = 1$ MHz, $\Omega_c = 70$ MHz

Để điều khiển hệ số hấp thụ chùm dò của môi trường, chúng tôi cố định các giá trị $\Omega_p = 1$ MHz, $\Omega_c = 70$ MHz và thay đổi độ lệch tần số của chùm điều khiển trong khoảng -30 MHz đến 30 MHz thì sự hấp thụ của môi trường đối với chùm dò thay đổi đối xứng quanh giá trị $\Delta_c = 0$ MHz (hình 4). Tâm của khe EIT nằm chính giữa với giá trị $\Delta_c = 0$, $\Delta_p = 0$ nghĩa là khi đó cả chùm dò và chùm điều khiển có tần số cộng hưởng với tần số chuyển mức $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ của môi trường (hình 5c). Ngoài giá trị $\Delta_c = 0$, độ sâu của cửa sổ EIT không đạt được đến cực tiểu đồng thời tâm của cửa sổ sẽ bị lệch về giá trị âm của Δ_p khi Δ_c âm (hình 5a) và tâm của cửa sổ sẽ bị lệch về giá trị dương của Δ_p khi Δ_c dương (hình 5b).



Hình 5. Đồ thị 2 chiều của hệ số hấp thụ α theo tần số của chùm điều khiển với $\Omega_p=1$ MHz, $\Omega_c=70$ MHz trong các trường hợp $\Delta_c = -30$ MHz, $\Delta_c = 30$ MHz, $\Delta_c = 0$ MHz

3. KẾT LUẬN

Trong khuôn khổ lý thuyết bán cổ điển, chúng tôi đã dẫn ra phương trình ma trận mật độ cho hệ phân tử kim loại kiềm cấu hình chữ V dưới tác dụng đồng thời của hai trường laser dò và điều khiển. 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 của phân tử hai nguyên tử khi chùm dò có cường độ bé so với 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 các thông số của 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 V 3 mức ta xuất hiện 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 đổi cường độ hoặc độ lệch tần số của trường laser điều khiển.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] A. Lazoudis, T. Kirova, E. H. Ahmed, L. Li, J. Qi, and A. M. Lyyra (2010), *Electromagnetically induced transparency in an open -type molecular lithium system*, Phys. Rev. A 82, 023812.



- [2] A. Lazoudis, T. Kirova, E. H. Ahmed, L. Li, J. Qi, and A. M. Lyyra (2011) *Electromagnetically induced transparency in an open V-type molecular system* Phys. Rev. A 83, 063419.
- [3] B.S. Ham (2002), *Nonlinear optics of atoms and electromagnetically induced transparency*, J. Mod. Opt. 49, 2477.
- [4] D.A. Braje, V. Balic, S. Goda, G.Y. Yin, S.E. Harris (2004), *Frequency Mixing Using Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. 93, 183601.
- [5] H. Li, H. Chen, M. A. Gubin, Y. V. Rostovtsev, V. A. Sautenkov, and M. O. Scully (2010), *Vapor pressure dependence of spectral width of EIT in Λ -levels cesium molecular system*, Laser Physics 20, 1725.
- [6] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris (1991), *Observation of electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett. 66, 2593.
- [7] L.V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C.H. Bejroozi (1999), *Light speed reduction to 17 m/s in an ultracold atomic gas*, Nature 397, 594.
- [8] S.E. Harris, J.E. Field, A. Imamoglu (1990), *Nonlinear optical process using electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett. 64, 1107.
- [9] Yong-qing Li and Min Xiao (1995), *Electromagnetically induced transparency in three-level Λ type system in rubidium atoms*, Phys. Rev. A 51, R2703-2706.

CONTROLLING ABSORPTION AND DISPERSION COEFFICIENT IN A Λ SCHEME OF THE ALKALI-METAL DIATOMIC MOLECULES

Nguyen Tien Dung

ABSTRACT

In this work, we set up a system of density matrix equations leading an analytical expression of absorption and dispersion coefficient for alkali metal molecule system for a weak probe laser beam under the induction of a strong coupling laser beam. These coefficients could be controlled by the frequency detuning and intensity of the coupling laser.

Keywords: *Electromagnetically induced transparency, alkali-metal molecule.*