

# ÁNH SÁNG CHẬM VÀ LƯU TRỮ LƯỢNG TỬ TRONG MÔI TRƯỜNG TRONG SUỐT CẢM ỨNG ĐIỆN TỬ

Trang Huỳnh Đăng Khoa<sup>1</sup>, Thái Doãn Thanh<sup>1</sup>, Nguyễn Tuấn Anh<sup>1</sup>,  
Bùi Quốc Trung<sup>1</sup>, Tạ Thị Kim Tuyền<sup>1</sup>, Lê Mai Trinh<sup>1</sup>, Nguyễn Thị Thu Hiền<sup>1</sup>,  
Nguyễn Duy Cường<sup>2</sup>, Hoàng Minh Đồng<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Trường Đại học Công Thương Thành phố Hồ Chí Minh, TP. Hồ Chí Minh, Việt Nam

<sup>2</sup>Trường Trung học Phổ thông Huỳnh Thúc Kháng, TP. Vinh, Nghệ An

\*Email: donghm@huit.edu.vn

Ngày nhận bài: 10/01/2024; Ngày nhận bài sửa: 02/4/2024; Ngày chấp nhận đăng: 17/4/2024

## TÓM TẮT

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu quá trình lan truyền ánh sáng chậm và lưu trữ trạng thái lượng tử trong môi trường nguyên tử ba mức cấu hình lambda thông qua phân cực trạng thái tối dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện tử (EIT). Bằng cách kết hợp các phương pháp Runge-Kutta bậc bốn và phương pháp sai phân hữu hạn, chúng tôi giải số hệ phương trình Heisenberg-Langevin cho sự tiến triển của trường dò trong môi trường nguyên tử. Kết quả cho thấy miền tán sắc thường với độ tán sắc lớn và độ hấp thụ bị triệt tiêu được điều khiển bằng cách thay đổi cường độ của trường điều khiển. Do đó có thể thu được ánh sáng lan truyền với vận tốc nhóm cực chậm trong cửa sổ EIT. Đặc biệt, thông qua biến điệu trường laser điều khiển, xung laser dò được lưu trữ và phục hồi dưới sự phân cực trạng thái tối. Các kết quả thu được sẽ rất hữu ích cho nghiên cứu bộ nhớ lượng tử quang học, và được ứng dụng trong các thiết bị thông tin lượng tử và máy tính lượng tử.

*Từ khóa:* Làm chậm ánh sáng, lưu trữ lượng tử, bộ nhớ lượng tử.

## 1. GIỚI THIỆU

Ngày nay, đi kèm với sự phát triển máy tính lượng tử và truyền thông lượng tử đường dài, yêu cầu thực tế về tính toán lượng tử, công logic lượng tử và đặc biệt là bộ nhớ lượng tử trở thành các vấn đề đang được quan tâm trên thế giới [1-3]. Bộ nhớ lượng tử quang học (Optical Quantum Memory: OQM) là thiết bị có thể lưu trữ và phục hồi các trạng thái lượng tử, do đó nghiên cứu về làm chậm vận tốc nhóm của xung tín hiệu và dẫn đến dừng hẳn để có thể lưu trữ trạng thái lượng tử đóng vai trò then chốt trong việc nghiên cứu về OQM [4-7]. Hơn nữa, photon là đối tượng mang thông tin lượng tử nên có tốc độ siêu nhanh (tốc độ của ánh sáng). Vì vậy đã có nhiều nghiên cứu sử dụng các xung laser kết hợp để thực hiện lưu trữ lượng tử cho đơn photon [3, 5, 8]. Một trong những kỹ thuật quan trọng để có thể thực hiện được OQM là sử dụng hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện tử (EIT) [9] và đã có rất nhiều công trình nghiên cứu quan tâm đến lĩnh vực này cả về lý thuyết lẫn thực nghiệm [10-12].

EIT là hiệu ứng giao thoa lượng tử được gây ra bởi một trường laser điều khiển có cường độ mạnh và một trường laser dò có cường độ yếu, dẫn đến làm triệt tiêu được độ hấp thụ của môi trường nguyên tử, nhờ vậy mà trường dò có thể lan truyền qua môi trường mà không bị suy hao đồng thời vận tốc nhóm cũng giảm so với khi xung lan truyền trong chân không [13]. Bên cạnh đó, chiết suất nhóm cũng thay đổi rất nhanh theo sự biến thiên của tần số. Hiệu ứng này lần đầu tiên đã được Harris và cộng sự phát hiện vào đầu thập niên 90 [14]. Sau đó, hàng loạt các công trình được thực hiện dựa trên hiệu ứng EIT và các kiểm chứng bằng thực nghiệm [15-17]. Đáng kể đến là công trình của L. V. Hau và cộng sự [18], trong công trình này, Hau đã thí nghiệm thành công khi làm chậm vận tốc nhóm đến 17m/s trong môi trường EIT chứa khí nguyên tử cực lạnh. Việc làm chậm xung ánh sáng là nền tảng quan trọng trong nghiên cứu lưu trữ thông tin lượng tử. Hơn nữa, môi trường EIT có khả năng bảo toàn các đặc tính lượng tử của chùm ánh sáng mà được sử dụng cho lưu trữ và phục hồi ánh sáng. Đặc biệt, OQM có thể mã hoá thông tin lượng tử thông qua độ phân cực dựa trên lý thuyết phân cực trạng thái tối [9, 19].

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu lan truyền ánh sáng chậm ổn định, thực hiện việc lưu trữ và phục hồi xung laser dò trong môi trường khí nguyên tử  $^{87}\text{Rb}$  ba mức cấu hình lambda dưới hiệu ứng EIT và phân cực trạng thái tối. Từ đó, tìm điều kiện cho lan truyền xung ổn định siêu chậm, sau đó triển khai lưu trữ và phục hồi xung dò trong điều kiện phân cực trạng thái tối. Các kết quả này sẽ rất hữu ích cho nghiên cứu chuyên sâu về bộ nhớ lượng tử quang học trong môi trường khí nguyên tử, ứng dụng cho các thiết bị thông tin lượng tử và máy tính lượng tử.

## 2. MÔ HÌNH VÀ CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN

Mô hình khảo sát được áp dụng cho hệ các nguyên tử lạnh ba mức có cấu hình lambda, tương tác với hai trường laser bao gồm trường dò yếu và trường điều khiển mạnh như được minh họa trong Hình 1(a). Trường dò được lượng tử hóa  $\hat{E}$  và đặt vào dịch chuyển giữa trạng thái cơ bản  $|1\rangle$  và trạng thái kích thích  $|2\rangle$ . Toán tử điện trường  $\hat{E}$  phụ thuộc thời gian đối với các mode lan truyền theo hướng z và sự phân cực [3]:

$$\hat{E}(z,t) = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar\omega_k}{2\varepsilon_0 V}} \hat{a}_k(t) e^{ikz} + H.a., \quad (1)$$

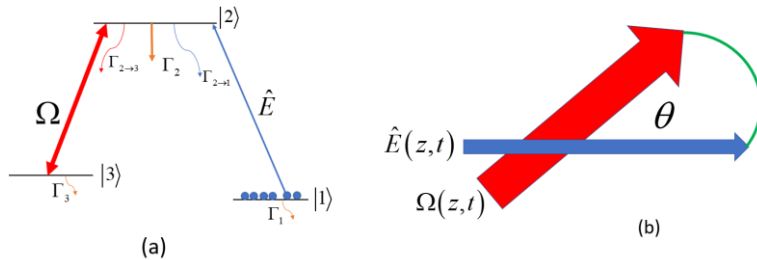
trong đó  $\hat{a}_k$  biểu thị toán tử sinh và  $\omega_k$  là tần số mode của trường thứ k,  $\omega$  là tần số sóng mang của trường quang học,  $\varepsilon_0$  là độ điện thẩm chân không và  $H.a.$  là liên hợp Hermitian. Thể tích lượng tử hóa  $V = AL$ , với A là tiết diện và L là chiều dài của miền tương tác dọc theo hướng lan truyền của trường lượng tử hóa. Hơn nữa, trường điều khiển kết hợp liên kết trạng thái kích thích  $|2\rangle$  và trạng thái cơ bản  $|3\rangle$ , có tần số Rabi  $\Omega$ . Sự tương tác giữa chùm sáng và nguyên tử được chi phối bởi Hamilton  $\hat{H}_{\text{int}}$  mà trong gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện, ta có [3]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\wp \sum_{j=1}^N \hat{\sigma}_{21}^j(t) \hat{E}^+(z_j,t) - \hbar \sum_{j=1}^N \hat{\sigma}_{23}^j(t) \Omega(z_j,t) + H.a. \quad (2)$$

Ở đây  $\wp$  là phần tử ma trận lưỡng cực giữa các trạng thái  $|2\rangle$  và  $|1\rangle$ ,  $z_j$  biểu thị vị trí của nguyên tử thứ j, N là số nguyên tử trong thể tích lượng tử hóa và  $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}^j \equiv |\alpha_j\rangle\langle\beta_j|$  được định nghĩa các toán tử đảo (lật) nguyên tử, với  $\alpha, \beta \in \{1, 2, 3\}$ .  $\hat{E}^+$  là thành phần tương ứng với tần số dương của điện trường trong phương trình (1). Ta giả sử các tần số sóng mang  $\omega$  và  $\omega_c$  của trường dò và trường điều khiển trùng với tần số dịch chuyển nguyên tử  $\omega_{21}$  và  $\omega_{23}$ . Do đó, trong sự biến thiên chậm:

$$\hat{E}^{(+)}(z_j,t) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V}} \hat{\zeta}(z_j,t) \exp\left\{i\frac{\omega}{c}(z_j - ct)\right\}; \quad \hat{\rho}_{\alpha\beta}^j(t) = \hat{\tilde{\rho}}_{\alpha\beta}^j(t) \exp\left\{-i\frac{\omega_{\alpha\beta}}{c}(z_j - ct)\right\} \quad \text{và}$$

$\Omega(z_j,t) = \tilde{\Omega}(z_j,t) \exp\{i(k_c z_j - \omega_c t)\}$ ; trong đó  $\alpha, \beta \in \{1, 2, 3\}$ , và  $k_c = \vec{k}_c \cdot \vec{e}_z = \omega_c \cos\theta/c$  được định nghĩa là hình chiếu của vector sóng  $\vec{k}_c$  của trường điều khiển trên trục lan truyền  $\vec{e}_z$  của trường dò lượng tử được minh họa ở Hình 1(b). Ở đây, giả sử hệ chỉ lan truyền dọc theo trục z của sóng điện từ và biến z là biến duy nhất theo không gian.



Hình 1. (a) Môi trường nguyên tử ba mức cấu hình lambda tương tác với hai trường laser bao gồm trường điều khiển kết hợp có tần số Rabi  $\Omega$  và trường dò được lượng tử  $\hat{E}$ , (b) Góc  $\theta$  giữa vector sóng của trường điều khiển và trục lan truyền của trường lượng tử.

Giả sử trường dò biến thiên chậm trong khoảng lan truyền  $\Delta z$  và gồm nhiều nguyên tử  $N_z \gg 1$  thì trường hợp này có thể đưa ra các biến liên tục:  $\hat{\rho}_{\alpha\beta} = \frac{1}{N_z} \sum_{z_j \in (z - \frac{\Delta z}{2}, z + \frac{\Delta z}{2})} \hat{\rho}_{\alpha\beta}^j(t)$  với  $\alpha, \beta \in \{1, 2, 3\}$  và

thực hiện thay thế  $\sum_{j=1}^N \rightarrow (N/L) \int dz$ . Khi này, Hamilton tương tác trong phương trình (2) có dạng:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar \frac{N}{L} \int dz \left[ g \tilde{\rho}_{21}(z, t) \hat{\zeta}(z, t) + \tilde{\rho}_{23}(z, t) \tilde{\Omega}(z, t) e^{i\Delta kz} + H.a. \right] \quad (3)$$

Ở đây  $g = \wp \sqrt{\omega/2\hbar\epsilon_0 V}$  là tần số Rabi lượng tử và  $\Delta k = k_c - \omega_{23}/c = \omega_{23}(\cos\theta - 1)/c$ .

Sự tiến triển của toán tử Heisenberg tương ứng với trường quang học có thể được mô tả trong gần đúng hàm bao biến thiên chậm cho phương trình lan truyền sóng [20]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{\zeta}(z, t) = igN \tilde{\rho}_{12}(z, t) \quad (4)$$

Sự tiến triển của hệ nguyên tử được chi phối bởi hệ các phương trình Heisenberg-Langevin:

$$\dot{\tilde{\rho}}_{11} = -\Gamma_{2 \rightarrow 1} \tilde{\rho}_{22} + ig \left[ \hat{\zeta}^\dagger \tilde{\rho}_{12} - H.a. \right] \quad (5.1)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{22} = -\Gamma_{2 \rightarrow 2} \tilde{\rho}_{22} - ig \left[ \hat{\zeta}^\dagger \tilde{\rho}_{12} - H.a. \right] - i \left[ \tilde{\Omega}^* \tilde{\rho}_{32} e^{-i\Delta kz} - H.a. \right] \quad (5.2)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{33} = -\Gamma_{2 \rightarrow 3} \tilde{\rho}_{22} + i \left[ \tilde{\Omega}^* \tilde{\rho}_{32} e^{-i\Delta kz} - H.a. \right] \quad (5.3)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = -\Gamma_{12} \tilde{\rho}_{12} + ig \hat{\zeta} \left[ \tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{22} \right] + i \tilde{\Omega} \tilde{\rho}_{13} e^{i\Delta kz} \quad (5.4)$$

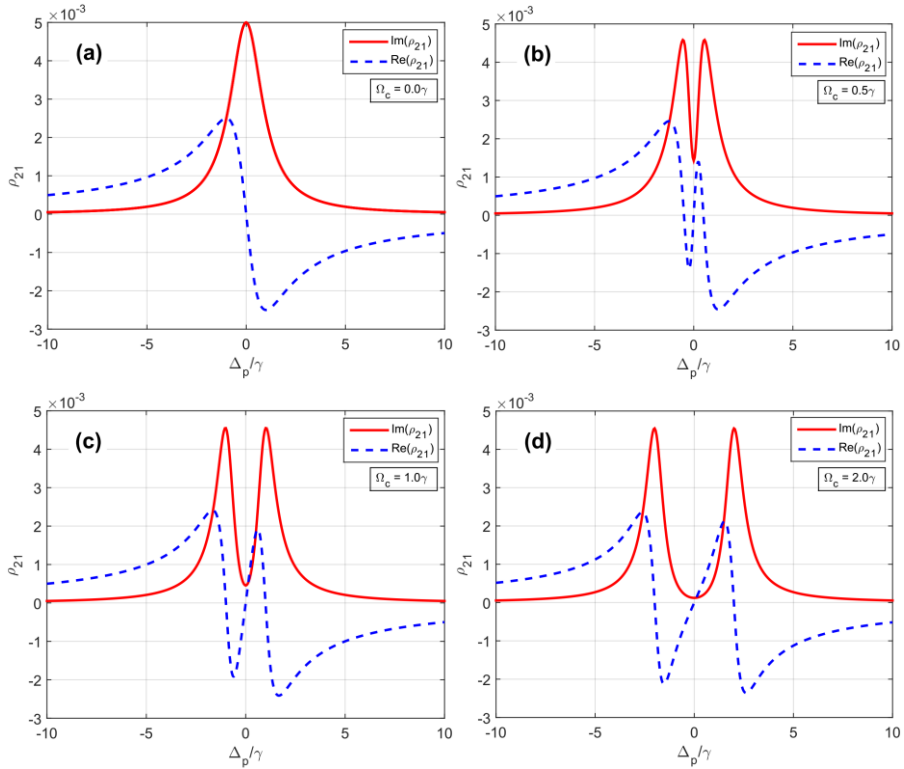
$$\dot{\tilde{\rho}}_{32} = -\Gamma_{32} \tilde{\rho}_{32} + i \tilde{\Omega} \left[ \tilde{\rho}_{33} - \tilde{\rho}_{22} \right] e^{i\Delta kz} + ig \hat{\zeta} \tilde{\rho}_{13}^\dagger \quad (5.5)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{13} = -ig \hat{\zeta} \tilde{\rho}_{32}^\dagger + i \tilde{\Omega}^* \tilde{\rho}_{12} e^{-i\Delta kz} \quad (5.6)$$

trong đó  $\Gamma_{2 \rightarrow 1} = \Gamma_{2 \rightarrow 1} + \Gamma_{2 \rightarrow 3}$ , với  $\Gamma_{2 \rightarrow 1}$  và  $\Gamma_{2 \rightarrow 3}$  biểu diễn tốc độ phân rã từ mức kích thích xuống các mức cơ bản. Trong bài báo này, các quá trình dịch chuyển độ cư trú bị mất mát do va chạm đảo spin và độ lệch pha của quá trình dịch chuyển giữa các trạng thái thấp hơn là không đáng kể và sẽ được bỏ qua. Giả sử này là phù hợp trong trường hợp thời gian tương tác ngắn hơn so với thời gian sống tự phát của các quá trình này.

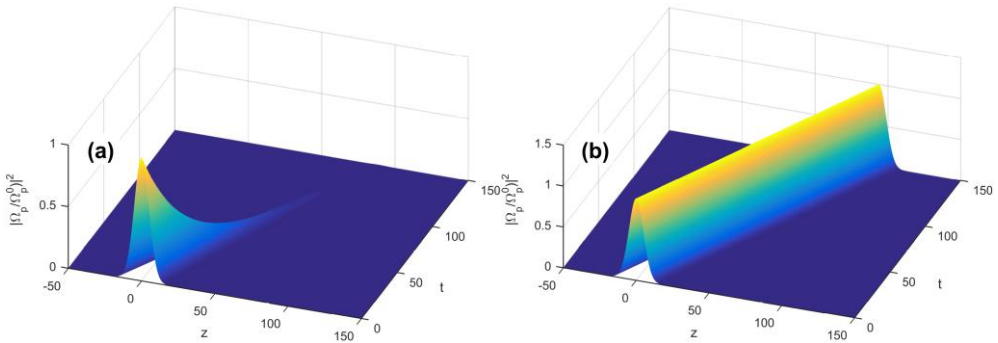
### 3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Đầu tiên, chúng tôi khảo sát hiệu ứng EIT trong môi trường nguyên tử ba mức cấu hình lambda và được áp dụng đối với các nguyên tử  $^{87}\text{Rb}$  sao cho hai trạng thái cơ bản lần lượt là  $|1\rangle = |5^2 S_{1/2}, g_{F,1} = -1/2, m_{F,1} = -1\rangle$ ,  $|3\rangle = |5^2 S_{1/2}, g_{F,2} = -1/2, m_{F,2} = 1\rangle$  và trạng thái kích thích là  $|2\rangle = |5^2 P_{1/2}, g_{F,4} = -1/6, m_{F,4} = 0\rangle$  [21]. Độ tán sắc và độ hấp thụ tuyến tính của môi trường được biểu diễn thông qua phần thực và phần ảo của độ cảm điện  $\chi = \chi' + i\chi''$ . Chúng tôi lựa chọn các tham số:  $\Omega_c = 2\gamma$ ,  $\Delta_c = 0$  với  $\gamma = \Gamma_{21} = \Gamma_{23} = 5.3\text{MHz}$ . Hình 2, minh họa cho độ hấp thụ (đường liền nét màu đỏ) và độ tán sắc tuyến tính (đường đứt nét màu xanh) của môi trường đối với xung dò. Ta có thể thấy trong hình 2 (a) khi cường độ trường điều khiển bằng không (hay khi không có trường điều khiển tác động lên hệ), phổ hấp thụ cực đại tại ngay tần số cộng hưởng và đường tán sắc lúc này là đường tán sắc dị thường. Ngược lại, khi có trường điều khiển tác động vào hệ thì biên dạng đường hấp thụ thay đổi. Ngay tại tâm vùng cộng hưởng ( $\Delta_p = 0$ ) xuất hiện vùng trũng. Và độ sâu vùng trũng này càng tăng khi cường độ trường điều khiển càng lớn như trong hình 2 (b-d). Vùng trũng này được gọi là cửa sổ EIT. Trong cửa sổ EIT độ tán sắc của hệ là đường tán sắc thường và tùy thuộc vào độ sâu của cửa sổ EIT mà độ dốc đường tán sắc thay đổi theo độ sâu của cửa sổ EIT tương ứng. Độ tán sắc dốc làm cho chiết suất của môi trường tăng nhanh, do đó vận tốc nhóm sẽ giảm đáng kể trong vùng tần số cộng hưởng nguyên tử (cửa sổ EIT).



Hình 2. Đồ thị độ cảm điện của trường dò được vẽ theo độ lệch tần được chuẩn hóa tại vùng cộng hưởng, các tham số được chọn:  $\Omega_c = 2\gamma$ ,  $\Delta_c = 0$ , và  $\gamma = \Gamma_{21} = \Gamma_{23}$ , tương ứng

Để giải thích rõ hơn về sự lan truyền của xung dò trong môi trường EIT, chúng tôi khảo sát Hình 3 với các tham số được chọn là  $\Omega_c = 2\gamma$ ,  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ . Ở đây, chúng tôi đặt biến  $\hat{\Omega}_p(z, t) = \hat{\zeta}(z, t)$  để biểu diễn cho biên độ tần số Rabi của trường dò được lượng tử hóa. Trong hình 3, động học lan truyền xung dò được khảo sát khi đi qua môi trường dưới ảnh hưởng của hiệu ứng EIT, với hàm bao ban đầu có dạng Gaussian  $\Omega_p = 10^{-3} \exp\left\{-\left(z/10\right)^2\right\}$ . Trong Hình 3(a), mô phỏng sự lan truyền của xung dò khi trường điều khiển bị tắt, tức là  $\Omega_c = 0$ . Chúng ta thấy rằng xung hấp thụ bởi các nguyên tử khi truyền vào trong môi trường một khoảng ngắn. Ngược lại, trong Hình 3(b) khi trường điều khiển được bật  $\Omega_c = 2\gamma$ , xung dò lan truyền gần như không bị suy hao trong suốt khoảng cách lan truyền khảo sát. Như vậy chúng ta có thể thu được xung lan truyền ổn định bằng cách kiểm soát cường độ của xung điều khiển trong cửa sổ EIT.



Hình 3. Lan truyền trường dò được chuẩn hóa trong hai trường hợp: (a) trường điều khiển tắt  $\Omega_c = 0$  và (b) trường điều khiển được bật  $\Omega_c = 2\gamma$ . Các độ lệch tần  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ . Thời gian  $t$  tính theo đơn vị  $g\sqrt{N}$  và vị trí  $z$  tính theo đơn vị với  $g\sqrt{N}/c$  với  $c = 1$ .

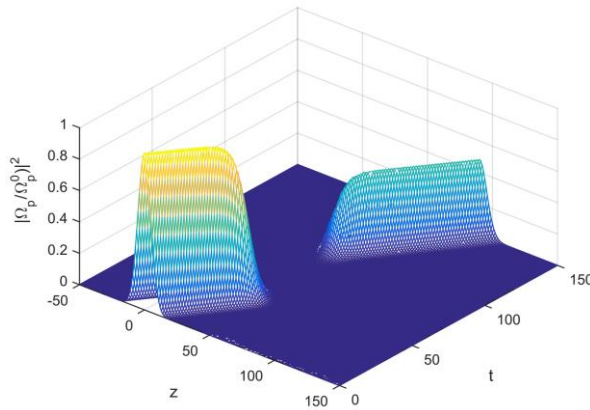
Tiếp theo, chúng tôi khảo sát quá trình chuyển trạng thái lượng tử từ các gói sóng photon sang các trạng thái kích thích nguyên tử thông qua lan truyền của xung dò trong môi trường EIT dưới góc độ của các nguyên tử. Trước khi xung dò đi vào môi trường, nguyên tử ở vị trí  $z$  trong môi trường đã được bơm quang học vào trạng thái cơ bản  $|1\rangle$  bởi trường điều khiển. Tại thời điểm này trạng thái của nguyên tử tương đương với trạng thái tối. Khi sườn trước của xung chạm vào nguyên tử, nguyên tử vẫn ở trạng thái tối nhưng một phần của vector sóng của xung được chuyển vào trạng thái chòng chất giữa các trạng thái  $|1\rangle$  và  $|3\rangle$ . Bằng cách này năng lượng được truyền từ trường dò vào môi trường nguyên tử. Khi xung đi qua nguyên tử tức sườn sau rời khỏi nguyên tử, năng lượng đó sẽ được trả lại cho xung. Trong công trình [9], Fleischhauer và Lukin đã đưa vào một hình thức luận hữu ích để mô tả môi trường riêng với khái niệm giả hạt được gọi là phân cực trạng thái tối, mà được xác định thông qua góc trộn  $\theta$ :

$$\tan \theta(z, t) = \frac{g\sqrt{N}}{\Omega_D(z, t)} \quad (6)$$

Góc trộn cho biết sự phân cực được lưu trữ bao nhiêu trong trường và bao nhiêu trong sóng spin. Đối với góc trộn  $\theta = 0$ , tất cả năng lượng đều tồn tại trong trường. Với  $\theta = \pi/2$ , toàn bộ năng lượng phân cực tồn tại trong sóng spin và khi đó hàm bao trường phân cực trạng thái tối  $\Omega_D(z, t)$  được cho bởi [9]:

$$\Omega_D(z, t) = \cos \theta(z, t) \hat{\Omega}_p(z, t) - \sin \theta(z, t) \sqrt{N} \rho_{31}(z, t) e^{i\Delta z} \quad (7)$$

Hình 4 biểu diễn dạng xung lan truyền, lưu trữ và phục hồi sau khi được lưu giữ trong môi trường. Trong trường hợp này, trường điều khiển biến thiên theo thời gian và được biểu diễn bởi hàm:  $\Omega_c(t) = 100\{1 - 0.5\tanh[0.1(t - 15)] + 0.5\tanh[0.1(t-125)]\}$ . Dễ dàng thấy rằng đường bao xung dò biến mất khi trường điều khiển tắt và được phục hồi đáng kể với cùng hình dạng khi trường điều khiển được bật trở lại. Như vậy, dường như ánh sáng đã bị môi trường “dùng lại” rồi sau đó lại tiếp tục lan truyền. Có thể hiểu bản chất vật lý cho hiện tượng này bằng cách phân tích sự lan truyền dưới sự phân cực trạng thái tối trong hệ này thông qua góc trộn  $\theta$ . Việc giảm biên độ trường điều khiển khi xung đi vào trong môi trường là tương đương với việc quay góc trộn một góc  $\pi/2$  sao cho xung được ánh xạ vào sóng spin. Sau khoảng thời gian  $t = 50g\sqrt{N}$ , chúng ta tăng dần trường điều khiển, tương đương với xoay góc trộn trở lại vị trí trước đó và trường lại tiếp tục lan truyền. Hơn nữa, bằng cách chuyển sang cơ sở bậc độ cư trú kết hợp, chúng ta có thể hiểu EIT là hiệu ứng kết hợp dựa trên sự chòng chất các trạng thái tối. Việc đưa vào giả hạt phân cực cho phép chúng ta hiểu cơ sở của sự lan truyền này, từ đó biểu diễn khả năng lưu trữ và phục hồi các xung ánh sáng.



Hình 4. Lan truyền trường dò được chuẩn hóa trong phân cực trạng thái tối với hàm bao dạng Gaussian tại điểm vào môi trường  $10^{-3} \exp\left\{-\left(z/10\right)^2\right\}$ .

Trường điều khiển  $\Omega_c(t) = 100\{1 - 0.5\tanh[0.1(t - 15)] + 0.5\tanh[0.1(t-125)]\}$  và các độ lệch tần  $\Delta_p = \Delta_c = 0$ . Thời gian  $t$  tính theo đơn vị  $g\sqrt{N}$  và vị trí  $z$  tính theo đơn vị với  $g\sqrt{N}/c$  với  $c = 1$ .

#### 4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này, chúng tôi đã nghiên cứu điều khiển lan truyền xung ánh sáng trong môi trường EIT, lưu trữ và phục hồi trạng thái lượng tử bằng cách xét phân cực trạng thái tối trong môi trường nguyên tử ba mức cấu hình lambda. Chúng tôi đã chỉ ra rằng môi trường EIT là môi trường ưu việt để làm giảm vận tốc nhóm ánh sáng với hấp thụ triệt tiêu tại tần số cộng hưởng của nguyên tử. Đặc biệt, dưới phân cực trạng thái tối chúng tôi đã thực hiện được lưu trữ và phục hồi xung laser dò thông qua biến điệu trường laser điều khiển. Mô hình nghiên cứu là rất hữu ích cho việc hiện thực hóa bộ nhớ lượng tử quang học, nhờ vậy sẽ có tiềm năng ứng dụng trong các thiết bị thông tin lượng tử và máy tính lượng tử.

**Lời cảm ơn:** Nghiên cứu này do Trường Đại học Công Thương Thành phố Hồ Chí Minh bảo trợ và cấp kinh phí theo Hợp đồng số 86/HĐ-DCT ngày 15 tháng 8 năm 2023.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Lvovsky A. I., Sanders B. C., Tittel W. - Optical quantum memory. *Nature Photonics* **3** (2009) 706. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.231>
2. Hammerer K., Sørensen A. S., Polzik E. S. - Quantum interface between light and atomic ensembles. *Reviews Of Modern Physics* **82** (2010) 1041. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1041>
3. Fleischhauer M., Lukin M. - Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Physical Review A* **65**, (2002) 022314. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.65.022314>
4. Bussi eres F., Sangouarda N., Afzelius M., Riedmatten H., Simon C., Tittel W. - Prospective applications of optical quantum memories. *Journal of Modern Optics* **60** (2013) 1519. <https://doi.org/10.1080/09500340.2013.856482>
5. Afzelius M., Gisin N., and Riedmatten H. - Quantum memory for photons. *Physics Today* **68** (2015) 42. <https://doi.org/10.1063/PT.3.3021>
6. Heshami K., England D. G., Humphreys P. C., Bustard P. J., Acosta V. M., Nunn J., Sussman B. J. - Quantum memories: emerging applications and recent advances. *Journal of Modern Optics* **63** (2016) 2005. <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1148212>
7. Duan L.M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. - Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature* **414** (2001) 413. <https://doi.org/10.1038/35106500>
8. Chaneliere T., Matsukevich D. N., Jenkins S. D., Lan S.-Y., Kennedy T. A. B., Kuzmich A. - Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature* **438** (2005) 833. <https://doi.org/10.1038/nature04315>
9. Fleischhauer M., Lukin M. D. - Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency. *Physical review letters* **84** (2000) 5094. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5094>
10. Novikova I., Phillips N. B., Gorshkov A. V. - Optimal light storage with full pulse-shape control. *Physical Review A* **78** (2008) 021802(R). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.021802>
11. Schnorrberger U., Thompson J. D., Trotzky S., Pugatch R., Davidson N., Kuhr S., Bloch I. - Electromagnetically Induced Transparency and Light Storage in an Atomic Mott Insulator. *Physical review letters* **103** (2009) 033003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.033003>
12. Novikova I., Walsworth R. L., Xiao Y. - Electromagnetically induced transparency-based slow and stored light in warm atoms. *Laser & Photonics Reviews* **6** (2012) 333. <https://doi.org/10.1002/lpor.201100021>
13. Thai D. T., Nguyen T. A., Nguyen T. T. H., Hoang M. D., Nguyen X. H., Dinh X. K., Nguyen H. B. - Subluminal and superluminal light pulse propagation under an external magnetic field in a vee-type three-level atomic medium. *Photonics Letters of Poland* **13** (1) (2021) 4-6. <https://doi.org/10.4302/plp.v13i1.1076>

14. Boller K. J., Imamoglu A., and Harris S. - Observation of electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters* **66** (1991) 2593. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2593>
15. Harris S. E., Field J., and Kasapi A. - Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. *Physical Review A* **46** (1992) R29. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.46.R29>
16. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J. P. - Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media. *Reviews of modern physics* **77** (2005) 633. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.633>
17. Lukin M. D., Fleischhauer M., Zibrov A.S., Robinson H.G., Velichansky V.L., Hollberg L., MO Scully. - Spectroscopy in Dense Coherent Media: Line Narrowing and Interference Effects. *Physical review letters* **79** (1997) 2959. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2959>
18. Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C. H. - Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. *Nature* **397** (1999) 594. <https://doi.org/10.1038/17561>
19. Yang L., He B., Xiao M. - Storage and retrieval of interacting photons in a Rydberg medium. *Physical Review A* **9** (2019) 043827. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.043827>
20. Fleischhauer M., Mewes C. – “Stopping” of light and quantum memories for photons, *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi” CXLVIII*, 511 (2002). <https://doi.org/10.3254/1-58603-270-4-511>
21. Daniel A. S. - Rubidium 87D Line Data, <http://steck.us/alkalidata>.

## ABSTRACT

### SLOW LIGHT AND QUANTUM STORAGE IN ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY MEDIA

Trang Huynh Dang Khoa<sup>1</sup>, Thai Doan Thanh<sup>1</sup>, Nguyen Tuan Anh<sup>1</sup>,  
Bui Quoc Trung<sup>1</sup>, Ta Thi Kim Tuyen<sup>1</sup>, Le Mai Trinh<sup>1</sup>, Nguyen Thi Thu Hien<sup>1</sup>,  
Nguyen Duy Cuong<sup>2</sup>, Hoang Minh Dong<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>*Ho Chi Minh City University of Industry and Trade, Ho Chi Minh City, Vietnam*

<sup>2</sup>*Huynh Thuc Khang High School, Vinh City, Nghe An, Vietnam*

\*Email: [donghm@huit.edu.vn](mailto:donghm@huit.edu.vn)

In this paper, we study the process of slow light propagation and quantum state storage in a lambda configuration three-level atomic environment through dark state polarization based on the electromagnetic induction transparency effect (EIT). By combining fourth-order Runge-Kutta and finite difference methods, we numerically solve the system of Heisenberg-Langevin equations for the evolution of the probe field in an atomic medium. The results show that the normal dispersion domain with large dispersion and suppressed absorption is controlled by changing the intensity of the control field. Thus, it is possible to obtain light propagating at an extremely slow group velocity in the EIT window. In particular, probe laser pulses are stored and recovered under dark-state polarization through controlled laser field modulation. These results are very useful for research on optical quantum memory, which has applications in quantum information devices and quantum computers.

*Keywords:* Slow light, quantum storage, quantum memory.