

NGHIÊN CỨU SỰ TĂNG CƯỜNG PHI TUYẾN KERR CỦA MÔI TRƯỜNG EIT BA MỨC BẬC THANG CÓ MỞ RỘNG DOPPLER

Vũ Ngọc Sáu⁽¹⁾, Phạm Tuệ⁽²⁾

¹ Trường Đại học Vinh

² Trường THPT Hồng Lĩnh, Hà Tĩnh

Ngày nhận bài 18/12/2018, ngày nhận đăng 16/02/2019

Tóm tắt: Chúng tôi nghiên cứu sự tăng cường của hệ số phi tuyến Kerr (tự biến điệu pha) trong môi trường nguyên tử ba mức năng lượng cấu hình bậc thang bằng phương pháp giải tích. Các kết quả được áp dụng cho hệ nguyên tử ^{85}Rb cho thấy rằng, khi xảy ra hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (electromagnetically induced transparency - EIT) thì hệ số phi tuyến Kerr được tăng cường vài bậc (có biên độ cỡ $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$) xung quanh miền phổ trong suốt. Trên đồ thị hệ số phi tuyến Kerr xuất hiện hai miền giá trị âm - dương hai bên tần số cộng hưởng. Biên độ và dấu của hệ số phi tuyến Kerr điều khiển được theo cường độ hoặc tần số của trường laser điều khiển. Ảnh hưởng của mở rộng Doppler hay nhiệt độ môi trường làm giảm đáng kể biên độ của hệ số phi tuyến Kerr. Kết quả giải tích là hữu ích cho quan sát thực nghiệm và nghiên cứu các ứng dụng liên quan.

I. MỞ ĐẦU

Sự ra đời của nguồn sáng laser với tính chất kết hợp cao, độ đơn sắc cao và công suất lớn đã tạo ra nhiều hiệu ứng quang cực kỳ thú vị mà trước đây các nguồn sáng thông thường không có. Thí nghiệm của Franken 1961 đã trở thành điểm mốc lịch sử đánh dấu sự ra đời lĩnh vực nghiên cứu mới cho “*Quang học phi tuyến*”. Lĩnh vực này đang khẳng định vị thế của mình với những thành tựu khoa học nổi bật và sẽ là lĩnh vực đầy triển vọng cho những ứng dụng công nghệ trong tương lai.

Có hai hiệu ứng phi tuyến Kerr thường gặp đó là phi tuyến Kerr tự điều biến pha (Self-Kerr) và phi tuyến Kerr biến điệu pha chéo (Cross-Kerr). Đối với vật liệu truyền thống, do hệ số phi tuyến thường rất nhỏ (cỡ $10^{-10} - 10^{-20} \text{ cm}^2/\text{W}$) nên các hiệu ứng quang phi tuyến chỉ khả thi với các nguồn sáng có cường độ lớn. Để khắc phục điều này, các nhà nghiên cứu đã đề xuất biện pháp tăng cường hệ số phi tuyến của môi trường bằng cách sử dụng ánh sáng có bước sóng nằm trong lân cận cộng hưởng nguyên tử của môi trường [1]. Theo cách này, chúng ta có thể tạo được hệ số phi tuyến Kerr tăng lên hàng chục triệu lần so với trường hợp xa cộng hưởng [2]. Do đó, chúng ta có thể tăng được độ nhạy hay giảm được cường độ tín hiệu quang hàng triệu lần (giảm ngưỡng phi tuyến) so với khi sử dụng môi trường truyền thống. Tuy nhiên, việc sử dụng vật liệu Kerr trong miền phổ cộng hưởng sẽ gặp trở ngại lớn là hệ số hấp thụ lại tăng vọt làm suy hao tín hiệu, gây ra hiệu ứng nhiệt cho các thiết bị. Vì vậy, các nhà khoa học luôn tìm kiếm các giải pháp làm giảm hấp thụ của nguyên tử trong lân cận cộng hưởng.

Hiện nay, chúng ta có thể điều khiển làm triệt tiêu hệ số hấp thụ và thay đổi hệ số tán sắc trong miền cộng hưởng của vật liệu dựa trên *hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ* - EIT [3]. Cấu hình cơ bản của môi trường EIT ba mức bao gồm λ , bậc

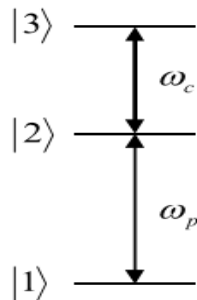
thang và chữ V. Do sự hấp thụ bị suy giảm nên môi trường thường xuất hiện kèm theo các hiệu ứng khác như làm chậm/tăng tốc vận tốc nhóm ánh sáng [4], tăng cường tính phi tuyến Kerr [5], [6], [7], tạo hiệu ứng lưỡng ổn định/đa ổn định quang học của nguyên tử [8] .v.v.

Những nghiên cứu ban đầu về phi tuyến Kerr trong môi trường EIT được thực hiện bởi nhóm nghiên cứu Schmidt đã cho thấy hệ số phi tuyến Kerr *biến điệu pha chéo* được tăng lên vài bậc khi có mặt của hiệu ứng EIT [5]. Bằng chứng thực nghiệm đầu tiên cho thấy sự tăng cường hệ số phi tuyến Kerr *tự biến điệu pha* dựa vào hiệu ứng EIT của hệ ba mức cấu hình lambda cũng đã được quan sát vào năm 2001 bởi nhóm nghiên cứu Xiao ở Mỹ [6]. Kết quả cho thấy khi có EIT thì phi tuyến Kerr được tăng vọt xung quanh tần số cộng hưởng (cỡ $7.10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$). Mô hình này sau đó được phát triển bằng phương pháp giải tích và cho thấy sự phù hợp tốt với quan sát thực nghiệm [7].

Cho đến nay, phi tuyến Kerr đã được nghiên cứu cả lý thuyết và thực nghiệm trong hệ nguyên tử ba mức cấu hình lambda. Trong công trình này, chúng tôi đề xuất mô hình nghiên cứu sự tăng cường hệ số phi tuyến Kerr (tự biến điệu pha) của môi trường nguyên tử ba mức cấu hình bậc thang khi có mặt của mở rộng Doppler. Sử dụng lý thuyết bán cổ điển, chúng tôi dẫn ra được biểu thức của hệ số phi tuyến Kerr theo các tham số của các trường laser và của nhiệt độ môi trường. Từ đó, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của các tham số laser và nhiệt độ môi trường lên hệ số phi tuyến Kerr của môi trường nguyên tử ba mức cấu hình bậc thang.

II. MÔ HÌNH LÝ THUYẾT

Xét môi trường nguyên tử ba mức năng lượng được kích thích bởi một chùm laser dò có cường độ yếu (tần số ω_p và cường độ điện trường E_p) và một chùm laser điều khiển có cường độ mạnh hơn (tần số ω_c và cường độ điện trường E_c) theo các cấu hình bậc thang như trên hình 1.



Hình 1: Sự kích thích hệ nguyên tử ba mức cấu hình bậc thang.

Dưới tác dụng của các trường laser, sự tiến triển của các trạng thái lượng tử của hệ có thể được mô tả thông qua ma trận mật độ ρ theo phương trình Liouville [7]:

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

ở đây, $\Lambda\rho$ đặc trưng cho cho các quá trình tích thoát của hệ, H là Hamilton toàn phần được xác định bởi:

$$H = H_0 + H_I, \tag{2}$$

trong đó, H_0 và H_I tương ứng là các Hamilton của nguyên tử tự do và Hamilton tương tác:

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

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

với Ω_p và Ω_c tương ứng là tần số Rabi của trường laser dò và laser điều khiển được liên hệ với cường độ điện trường theo hệ thức:

$$\Omega_p = \frac{d_{21}E_p}{\hbar} \quad \text{và} \quad \Omega_c = \frac{d_{32}E_c}{\hbar}. \quad (5)$$

với, d_{21} và d_{32} là các mômen lưỡng cực điện của các dịch chuyển $|2\rangle\leftrightarrow|1\rangle$ và $|2\rangle\leftrightarrow|3\rangle$ tương ứng.

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

$$\dot{\rho}_{11} = \Gamma_{21}\rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{12}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{12} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{23}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -\Gamma_{32}\rho_{33} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{23}, \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(\gamma_{21} + i\Delta_p)\rho_{12} + \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{13}, \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -(\gamma_{21} - i\Delta_p)\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{31}, \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -(\gamma_{32} + i\Delta_c)\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{13}, \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -(\gamma_{32} - i\Delta_c)\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{31}, \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -[\gamma_{31} + i(\Delta_p + \Delta_p)]\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{12}, \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[\gamma_{31} - i(\Delta_p + \Delta_p)]\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{21}. \quad (14)$$

trong đó, Δ_p và Δ_c tương ứng là độ lệch tần số của chùm laser dò và chùm laser điều khiển so với tần số dịch chuyển được kích thích, ta có:

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{21} \quad \text{và} \quad \Delta_c = \omega_c - \omega_{23}. \quad (15)$$

Tốc độ suy giảm độ kết hợp giữa các mức $|m\rangle$ và $|n\rangle$ được xác định bởi:

$$\gamma_{mn} = \frac{\Gamma_m + \Gamma_n}{2}, \quad (16)$$

ở đây, Γ_m và Γ_n tương ứng là tốc độ phân rã tự phát của mức $|m\rangle$ và $|n\rangle$.

Bây giờ, chúng ta giải hệ phương trình ma trận mật độ (6) - (14) để tìm nghiệm bậc cao cho phần tử ma trận mật độ ρ_{21} liên quan đến sự đáp ứng của chùm laser dò.

Chúng ta giả sử rằng, dưới điều kiện trường liên kết mạnh hơn rất nhiều trường dò thì ban đầu (bậc không) tất cả các nguyên tử khảo sát đều ở trạng thái $|1\rangle$, tức là $\rho_{11}^{(0)} = 1$, $\rho_{22}^{(0)} = \rho_{33}^{(0)} = 0$ và $\rho_{32}^{(0)} = 0$. Nghiệm cho $\rho_{21}^{(1)}$ ở bậc nhất là:

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{\frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22}^{(0)} - \rho_{11}^{(0)})}{\gamma_{21} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{32} - i(\Delta_p + \Delta_c)}} = \frac{\frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22}^{(0)} - \rho_{11}^{(0)})}{F}. \quad (17)$$

trong đó:

$$F = \gamma_{21} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{32} - i(\Delta_p + \Delta_c)}. \quad (18)$$

Các số hạng độ liên kết bậc hai bằng không do tính đối xứng của hệ nguyên tử đặt trong trường kết hợp, tức là $\rho_{32}^{(2)} = \rho_{21}^{(2)} = 0$. Nghiệm cho $\rho_{21}^{(3)}$ trong bậc ba có dạng:

$$\rho_{21}^{(3)} = \frac{i\Omega_p}{2F}(\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)}), \quad (19)$$

Như vậy, để xác định được $\rho_{21}^{(3)}$ thì chúng ta phải biết $(\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)})$ trong bậc hai, ta được:

$$\rho_{22}^{(2)} - \rho_{11}^{(2)} = \frac{i\Omega_p}{\Gamma_{21}}(\rho_{21}^{(1)} - \rho_{12}^{(1)}) = \frac{i\Omega_p}{\Gamma_{21}}\left(-\frac{i\Omega_p}{2F} - \frac{i\Omega_p}{2F^*}\right) = \frac{\Omega_p^2}{2\Gamma_{21}}\left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*}\right). \quad (20)$$

Thay phương trình (20) vào (19) ta thu được nghiệm của $\rho_{21}^{(3)}$ trong bậc ba là:

$$\rho_{21}^{(3)} = \frac{i\Omega_p}{2F}\left[\frac{\Omega_p^2}{2\Gamma_{21}}\left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*}\right)\right]. \quad (21)$$

Như vậy, nghiệm cho phần tử ma trận mật độ ρ_{21} tới gần đúng bậc ba là:

$$\rho_{21} = \rho_{21}^{(1)} + \rho_{21}^{(3)} = -\frac{i\Omega_p}{2F} + \frac{i\Omega_p}{2F}\left[\frac{\Omega_p^2}{2\Gamma_{21}}\left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*}\right)\right]. \quad (22)$$

Khi đó, độ cảm điện của của môi trường đối với chùm dò là:

$$\begin{aligned} \chi &= -2\frac{Nd_{21}}{\varepsilon_0 E_p}\rho_{21} = -2\frac{Nd_{21}}{\varepsilon_0 E_p}\left\{-\frac{i\Omega_p}{2F} + \frac{i\Omega_p}{2F}\left[\frac{\Omega_p^2}{2\Gamma_{21}}\left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*}\right)\right]\right\} \\ &= \frac{iNd_{21}^2}{\varepsilon_0 \hbar F} - \left[\frac{iNd_{21}^4}{\varepsilon_0 \hbar^3} \frac{1}{2\Gamma_{21}} \frac{1}{F} \left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*}\right)\right] E_p^2. \end{aligned} \quad (23)$$

$$\text{Mặt khác,} \quad \chi = \chi^{(1)} + 3E_p^2 \chi^{(3)}. \quad (24)$$

Đồng nhất thức (23) và (24) và để ý $\Omega_p = d_{21}E_p / \hbar$ ta được các biểu thức cho độ cảm điện bậc một và bậc ba là:

$$\chi^{(1)} = \frac{iNd_{21}^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{F}, \quad (25)$$

$$\chi^{(3)} = -\frac{iNd_{21}^4}{3\varepsilon_0\hbar^3} \frac{1}{2\Gamma_{21}} \frac{1}{F} \left(\frac{1}{F} + \frac{1}{F^*} \right). \quad (26)$$

Khi đưa vào sự mở rộng Doppler trong cấu hình kích thích này, chúng ta giả thiết chùm laser bơm và laser dò truyền ngược chiều nhau. Khi đó, nếu nguyên tử chuyển động với vận tốc v theo hướng lan truyền của chùm laser dò thì nguyên tử sẽ “nhìn thấy” tần số chùm laser dò tăng lên một lượng $(v/c)\omega_p$ và tần số của chùm laser điều khiển giảm xuống một lượng $(v/c)\omega_c$. Lúc này, các độ lệch tần số của chùm laser dò và chùm laser điều khiển được điều chỉnh một lượng tương ứng và trở thành $\Delta'_p = \Delta_p + (v/c)\omega_p$ và $\Delta'_c = \Delta_c - (v/c)\omega_c$. Sử dụng phân bố Maxwell, các độ cảm điện tuyến tính và phi tuyến của các nguyên tử có vận tốc trong khoảng dv là:

$$\chi^{(1)}(v)dv = \frac{iN_0d_{21}^2}{u\sqrt{\pi}\varepsilon_0\hbar} \frac{e^{-v^2/u^2}}{F(v)} dv, \quad (27)$$

$$\chi^{(3)}(v)dv = -\frac{iN_0d_{21}^4}{3u\sqrt{\pi}\varepsilon_0\hbar^3} \frac{1}{2\Gamma_{21}} \frac{e^{-v^2/u^2}}{F(v)} \left[\frac{1}{F(v)} + \frac{1}{F^*(v)} \right] dv, \quad (28)$$

trong đó:

$$F(v) = \gamma_{21} - i \left(\Delta_p + \frac{v}{c}\omega_p \right) + \frac{\Omega_c^2/4}{\gamma_{31} - i(\Delta_p + \Delta_c) - i\frac{v}{c}(\omega_p - \omega_c)}. \quad (29)$$

Thực hiện lấy tích phân với v từ $-\infty \rightarrow +\infty$ các hệ thức (27),(28), thu được:

$$\chi^{(1)} = \frac{iN_0d_{21}^2\sqrt{\pi}}{\varepsilon_0\hbar(\omega_p u/c)} e^{z^2} [1 - \text{erf}(z)], \quad (30)$$

$$\chi^{(3)} = -\frac{iN_0d_{21}^4}{3\sqrt{\pi}\varepsilon_0\hbar^3(\omega_p u/c)^2} \frac{1}{2\Gamma_{21}} \left\{ 2\sqrt{\pi} \left(-1 + \sqrt{\pi} z e^{z^2} [1 - \text{erf}(z)] \right) + \frac{\pi \left(e^{z^2} [1 - \text{erf}(z)] + e^{z^{*2}} [1 - \text{erf}(z^*)] \right)}{z + z^*} \right\}. \quad (32)$$

với

$$z = \frac{c}{\omega_p u} \left(\gamma_{21} - i\Delta_p + \frac{\Omega_c^2/4}{\gamma_{31} - i(\Delta_p + \Delta_c)} \right). \quad (33)$$

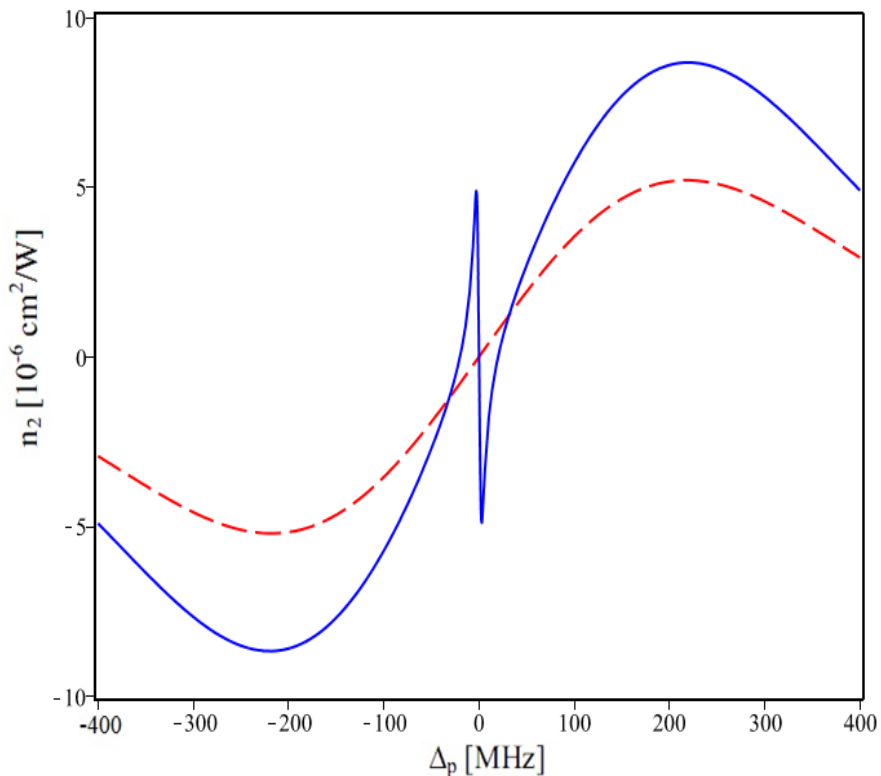
z^* là liên hợp phức của z và erf là hàm bù sai số. Từ đó, hệ số phi tuyến Kerr được tính theo công thức [2]:

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2\varepsilon_0c} \text{Re}(\chi^{(3)}). \quad (34)$$

trong đó, n_0 là chiết suất tuyệt tính được xác định từ phần thực của $\chi^{(1)}$. Dùng biểu thức (34) để khảo sát sự tăng cường và điều khiển của hệ số phi tuyến Kerr dưới các điều kiện EIT.

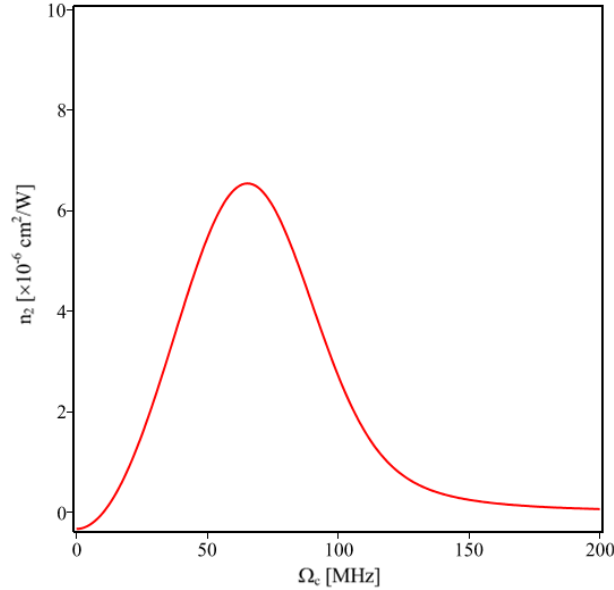
Chúng ta áp dụng các kết quả tính toán cho hệ nguyên tử ^{85}Rb với các mức năng lượng $|1\rangle$, $|2\rangle$ và $|3\rangle$ tương ứng với các trạng thái $5^2S_{1/2}, F=1$, $5^2P_{3/2}, F'=2$ và $5^2D_{5/2}, F'''=3$. Tốc độ phát xạ tự phát của trạng thái $5^2P_{3/2}$ là $\Gamma_{21} = 6\text{MHz}$ và trạng thái $5^2D_{5/2}$ là $\Gamma_{32} = 0,97\text{MHz}$ [9]. Các tham số khác được chọn là: $N = 4,5 \times 10^{11}$ nguyên tử/ cm^3 , $d_{21} = 1,6 \times 10^{-29}$ C.m và $\omega_p = 3,84 \times 10^8$ MHz.

Để thấy được sự tăng cường của hệ số phi tuyến Kerr, chúng ta vẽ đồ thị hệ số phi tuyến Kerr theo độ lệch tần số của chùm laser dò Δ_p trong hai trường hợp không có EIT (tức $\Omega_c = 0$) và có EIT với $\Omega_c = 5\text{MHz}$ và $\Delta_c = 0$. Kết quả được mô tả trên hình 2, trong đó đường đứt nét ứng với trường hợp không có EIT còn đường liền nét ứng với khi có EIT.



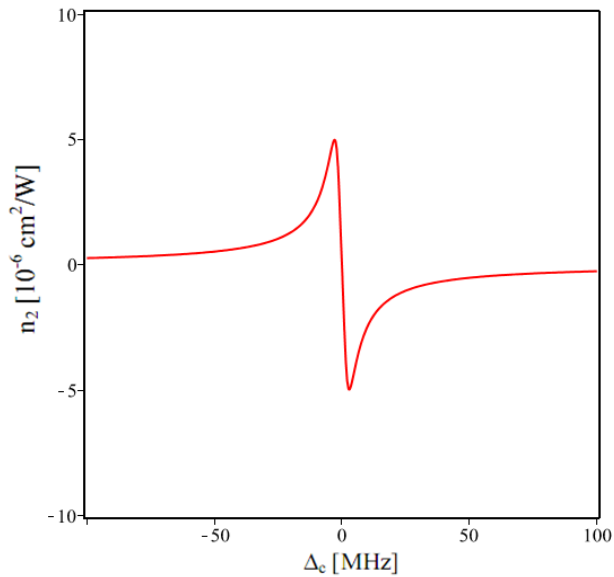
Hình 2: Sự biến thiên của n_2 theo Δ_p khi $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 0$ (đường nét đứt) và $\Omega_c = 40\text{MHz}$. Nhiệt độ của môi trường là $T = 300\text{K}$.

Từ đường liền nét trên hình 2 chúng ta thấy khi có hiệu ứng EIT thì trên công tua hệ số phi tuyến n_2 xuất hiện một cặp giá trị dương - âm xung quanh tần số cộng hưởng, giá trị của các đỉnh này lớn hơn rất nhiều biên độ của phi tuyến khi không có EIT (tức của hệ nguyên tử hai mức) và có giá trị cỡ 10^{-5} cm^2/W . Biên độ của đường cong phi tuyến phụ thuộc mạnh vào cường độ của laser điều khiển. Để thấy được điều này, chúng tôi vẽ đồ thị của hệ số phi tuyến n_2 theo tần số Rabi (tức cường độ) của chùm laser điều khiển Ω_c khi cố định các tham số khác tại $\Delta_c = 0$, $\Delta_p = -5\text{MHz}$ và $T = 300\text{K}$, như trên hình 3. Từ hình vẽ cho thấy, biên độ của n_2 biến thiên theo Ω_c .



Hình 3: Sự biến thiên của n_2 theo Ω_c khi cố định $\Delta_p = -5\text{MHz}$, $\Delta_c = 0$ và $T = 300\text{K}$.

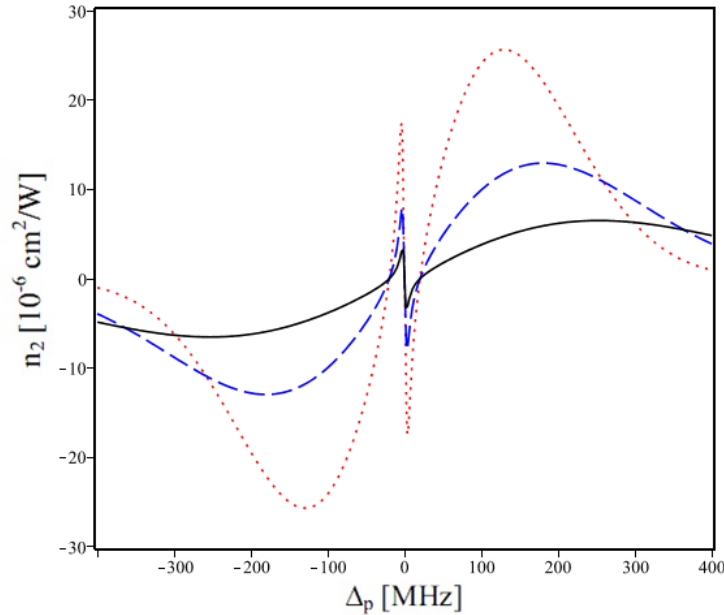
Sự biến thiên của hệ số phi tuyến Kerr n_2 theo Δ_c khi cố định các tham số khác tại $\Omega_c = 40\text{MHz}$, $\Delta_p = 0$ và $T = 300\text{K}$ được thể hiện ở hình 4. Từ hình 4 ta thấy, không chỉ biên độ mà dấu của n_2 biến thiên theo độ lệch tần số laser điều khiển, cụ thể có một cặp giá trị dương - âm của n_2 xung quanh tần số cộng hưởng của chùm laser điều khiển.



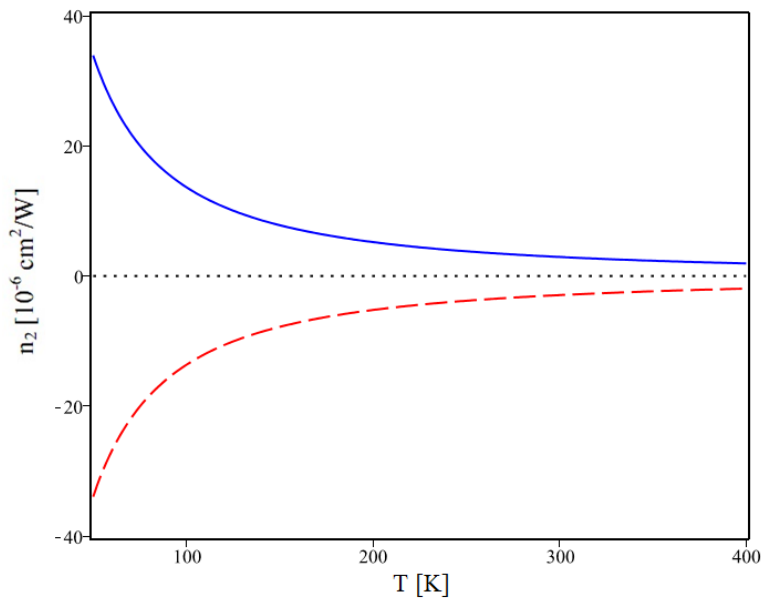
Hình 4: Sự biến thiên của n_2 theo Δ_c khi $\Omega_c = 40\text{MHz}$, $\Delta_p = 0$ và $T = 300\text{K}$

Cuối cùng, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của nhiệt độ (hay mở rộng Doppler) lên hệ số phi tuyến Kerr bằng cách vẽ đồ thị của n_2 theo Δ_p tại các nhiệt độ T khác nhau, còn các tham số của laser điều khiển được giữ cố định tại $\Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 40\text{MHz}$. Kết quả được mô tả trên hình 5. Rõ ràng, khi nhiệt độ tăng thì biên độ của phi tuyến giảm, đồng

thời công tua của n_2 cũng được mở rộng hơn. Sự giảm biên độ của n_2 được giải thích là do nhiệt độ tăng thì làm giảm hiệu suất giao thoa lượng tử và do đó hiệu ứng EIT trở nên kém hơn. Để thấy rõ hơn sự biến thiên của n_2 theo nhiệt độ, chúng tôi vẽ đồ thị của n_2 theo T như trên hình 6.



Hình 5: Sự biến thiên của n_2 theo Δ_p khi $\Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 40\text{MHz}$ tại các nhiệt độ khác nhau: $T = 400\text{K}$ (đường liền nét), $T = 200\text{K}$ (đường nét gạch) và $T = 100\text{K}$ (đường chấm chấm).



Hình 6: Sự biến thiên của hệ số phi tuyến Kerr n_2 theo nhiệt độ T khi $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 40\text{MHz}$ và $\Delta_p = -7\text{MHz}$ (đường nét liền) và $\Delta_p = 7\text{MHz}$ (đường nét đứt)

IV. KẾT LUẬN

Trong công trình này chúng tôi đã dẫn ra được biểu thức giải tích cho hệ số phi tuyến Kerr tự biến điệu pha (self-Kerr) của môi trường nguyên tử ba mức năng lượng cấu hình chữ bậc thang khi kể đến sự mở rộng Doppler. Kết quả được áp dụng cho nguyên tử ^{85}Rb và thu được một số kết quả sau: Khi có mặt của hiệu ứng EIT (có mặt của chùm laser điều khiển) thì hệ số phi tuyến Kerr được tăng cường vài bậc (có biên độ cỡ $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$) xung quanh tần số cộng hưởng nguyên tử; biên độ và dấu của hệ số phi tuyến Kerr điều khiển được theo cường độ hoặc tần số của trường laser điều khiển. Nghiên cứu ảnh hưởng của nhiệt độ lên hệ số phi tuyến Kerr cho thấy, khi nhiệt độ tăng thì giá trị của phi tuyến Kerr giảm. Các kết quả nghiên cứu là hữu ích cho sự lựa chọn các tham số thực nghiệm trong tương lai và định hướng cho các ứng dụng liên quan đến hoạt động của các thiết bị quang tử ở các nhiệt độ khác nhau.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Guang S. He and Song H. Liu, *Physics of nonlinear optics*, World Scientific, 1999.
- [2] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics 3rd*, Academic Press, 2008.
- [3] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris, *Observation of electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett., 66, 1991, p. 2593.
- [4] R. W. Boyd, *Slow and fast light: fundamentals and applications*, J. Mod. Opt. 56, 2009, pp. 1908-1915.
- [5] H. Schmidt and A. Imamoglu, *Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency*, Opt. Lett., 21, 1996, p. 1936.
- [6] H. Wang, D. Goorskey, and M. Xiao, *Enhanced Kerr Nonlinearity via Atomic Coherence in a Three-Level Atomic System*, Phys. Rev. Lett., 87, 2001.
- [7] L. V. Doai, D. X. Khoa, N. H. Bang, *EIT enhanced self-Kerr nonlinearity in the three-level lambda system under Doppler broadening*, Phys. Scr. 90, 2015.
- [8] A. Joshi, A. Brown, H. Wang, and M. Xiao, *Controlling optical bistability in a three-level atomic system*, Phys. Rev. A 67, 2003.
- [9] Steck D A. Rb87 D Line Data (<http://steck.us/alkalidata>).

SUMMARY**STUDY OF ENHANCEMENT OF SELF-KERR NONLINEARITY IN
THREE-LEVEL CASCADE EIT MEDIUM
WITH DOPPLER BROADENING**

We study enhancement of self-Kerr nonlinearity in three-level cascade EIT medium by the analytical method. The results apply to the ^{85}Rb atoms and show that, in the presence of the EIT effect, the Kerr nonlinear coefficient is enhanced several order of magnitudes (about $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{W}$) around transparent region. That is, on the Kerr nonlinear graph the two positive and negative values are found on both sides of the resonant frequency. The amplitude and sign of the Kerr nonlinear coefficient can be controlled versus the intensity or frequency of the coupling laser field. Influence of Doppler broadening leads to a decrease in the amplitude of the Kerr nonlinear coefficient. Analytical results are useful for experimental observation and related applications.