

# NGHIÊN CỨU TÍNH CHẤT NÉN CỦA EXCITON Ở TRẠNG THÁI KẾT HỢP CHẴN, LỀ BẰNG CƠ CHẾ THÊM POLARITON TRONG BÁN DẴN

ĐẶNG HỮU ĐỊNH<sup>1</sup>, TRẦN MINH PHÚC<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Khoa Công nghệ Điện tử, Trường Đại học Công nghiệp Thành phố Hồ Chí Minh

<sup>2</sup> Trường THPT Quang Trung, huyện Sa Thầy, tỉnh Kon Tum

danghuudinh@iuh.edu.vn

DOIs: <https://doi.org/10.46242/jstiuh.v69i03.5127>

**Tóm tắt.** Bài báo nghiên cứu tính chất nén exciton ở trạng thái kết hợp chẵn, lẻ bằng cơ chế thêm polariton. Quá trình khảo sát hiệu ứng nén dựa trên cơ chế tạo exciton nén không cần mức kích thích cao. Cơ chế này dựa vào tương tác giữa các chuẩn hạt exciton, photon với nguyên tử tạp chất hai mức-photon trong bán dẫn vùng cấm thẳng. Điểm quan trọng là ban đầu nguyên tử phải ở trạng thái kích thích, có như vậy thì khi nguyên tử chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản sẽ bức xạ thêm photon vào hệ tương tác và nén exciton xảy ra mạnh hơn. Exciton nén càng mạnh khi mà độ kết hợp ban đầu của photon-exciton càng lớn. Trong cả hai trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ có thể thấy hệ số nén biên độ trực giao không những phụ thuộc vào các tham số như: tỷ số giữa năng lượng của photon với năng lượng của exciton; biên độ kết hợp, mà còn phụ thuộc vào số lượng các photon.

**Từ khóa.** Exciton; Polariton, Trạng thái kết hợp.

## 1. GIỚI THIỆU

Trong thời gian gần đây, với sự phát triển mạnh mẽ của khoa học kỹ thuật đã tạo điều kiện cho các nhà vật lý lý thuyết cũng như vật lý thực nghiệm nghiên cứu được thuận lợi, tạo ra được một số bước tiến nhảy vọt trong các lĩnh vực như công nghệ thông tin, thông tin lượng tử,... Các thăng giáng lượng tử đã làm cho tín hiệu truyền đi bị nhiễu, làm giảm độ chính xác của các phép đo quang học và hạn chế chất lượng truyền tin. Để khắc phục điều này người ta tìm cách tạo ra các trạng thái vật lý mà ở đó thăng giáng được hạn chế đến mức tối đa và sau đó ứng dụng vào thực nghiệm để chế tạo các dụng cụ quang học đảm bảo tính lọc lựa và độ chính xác cao.

Từ sự ra đời của tia laser cho ta nguồn bức xạ có cường độ dòng sáng lớn, độ đồng bộ cao với biên độ vector cường độ điện trường lớn, năm 1963 R. I. Glauber [1] đã đưa ra khái niệm về trạng thái kết hợp. Đây là trạng thái ứng với giá trị thăng giáng nhỏ nhất suy ra từ hệ thức bất định Heisenberg, nó chính là ranh giới giữa trạng thái cổ điển và phi cổ điển, có thể được xem là khởi điểm cho việc xem xét khảo sát các trạng thái phi cổ điển sau này. Trạng thái phi cổ điển đầu tiên được đề cập là trạng thái nén. Khái niệm về trạng thái nén được đưa ra bởi D. Stoler vào năm 1970 [2] và sau đó, năm 1979 được N. N. Hollenhorst đặt tên (Squeezed state) [3], trong các trạng thái nén, người ta có thể đo được một trạng thái X nào đó với độ chính xác tuyệt đối. Tất nhiên, để không vi phạm nguyên lý bất định Heisenberg thì điều đáng nói là sai số trong phép đo đại lượng Y (với Y là đại lượng liên hiệp phức với X) là vô cùng.

Năm 1985 được xem là một mốc vô cùng quan trọng khi R. F. Slusher phát hiện ra trạng thái nén bằng thực nghiệm AT & T Bell bằng quá trình trộn bốn sóng trong nguyên tử natri [4], sau đó hiệu ứng nén photon tiếp tục được H. J. Kimble khẳng định bằng thực nghiệm vào năm 1987 [5]. Trạng thái nén không chỉ tồn tại đối với photon mà còn đối với các chuẩn hạt khác trong vật lý chất rắn như nén exciton, nén biexciton, nén polariton, nén phonon.

Nghiên cứu hiệu ứng nén của exciton trong bán dẫn là hết sức cần thiết, vì chính sự tìm hiểu các trạng thái nén này sẽ làm tiền đề cho việc tìm ra các phương cách tạo nên ánh sáng nén ở ngõ ra của bán dẫn được kích thích quang laser. Sự khám phá trạng thái nén đã mở ra phương cách làm giảm mức độ nhiễu của các phép đo các đại lượng vật lý theo cơ học lượng tử. Việc vận dụng những hiểu biết về quang lượng tử và quang phi tuyến ở bán dẫn để nghiên cứu hiệu ứng nén của exciton trong bán dẫn kích thích quang có tầm quan trọng chiến lược cho khoa học, kỹ thuật, hỗ trợ cho các nhà thực nghiệm trong việc xác định các điều kiện cần thiết để thực hiện được việc tạo ra ánh sáng nén từ môi trường bán dẫn. Do đó, nên chúng tôi chọn đề tài “Nghiên cứu tính chất nén của exciton ở trạng thái kết hợp chẵn, lẻ bằng cơ chế thêm polariton trong bán dẫn”.

## 2. TRẠNG THÁI KẾT HỢP CHẴN-LẺ

Trạng thái kết hợp chẵn và trạng thái kết hợp lẻ đã được Dodonov và cộng sự đưa ra bằng lý thuyết lần đầu tiên vào năm 1974 và chúng được tạo ra bằng thực nghiệm năm 1992 [6].

Bắt đầu từ biểu thức của trạng thái kết hợp  $|\alpha\rangle = \hat{D}_a(\alpha)|0\rangle$ , với toán tử dịch chuyển của  $\hat{a}$  với độ dịch chuyển  $\alpha$  là  $\hat{D}_a(\alpha) \equiv \exp[-(1/2)|\alpha|^2] \exp(\alpha \hat{a}^+) \exp(-\alpha^* \hat{a})$ , từ đó thu được trạng thái kết hợp chẵn và trạng thái kết hợp lẻ theo trạng thái Fock:

$$|\alpha\rangle_{ch} = C_{ch} \exp(-\frac{1}{2}|\alpha|^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n}}{\sqrt{(2n)!}} |2n\rangle, \quad (1)$$

$$|\alpha\rangle_l = C_l \exp(-\frac{1}{2}|\alpha|^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1}}{\sqrt{(2n+1)!}} |2n+1\rangle. \quad (2)$$

Có thể rút ra một số tính chất của các trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ như sau:

a) Các trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ trực giao với nhau

$${}_{ch}\langle\alpha|\beta\rangle_l = C_{ch}(\alpha)C_l(\beta) \exp(-\frac{1}{2}|\alpha|^2) \exp(-\frac{1}{2}|\beta|^2) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\beta^{2m+1}}{\sqrt{(2m+1)!}} \frac{\alpha^{*2n}}{\sqrt{(2n)!}} \langle 2n|2m+1\rangle. \quad (3)$$

Do  $\langle 2n|2m+1\rangle = 0$  nên  ${}_{ch}\langle\alpha|\beta\rangle_l = 0$ .

b) Nếu chuẩn hoá các trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ về đơn vị thì

$$C_{ch} = (1/2)[\exp(|\alpha|^2)/\cosh(|\alpha|^2)]^{1/2}; \quad C_l = (1/2)[\exp(|\alpha|^2)/\sinh(|\alpha|^2)]^{1/2}. \quad (4)$$

c) Khác với các trạng thái kết hợp là hàm riêng của  $\hat{a}$ , các trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ là hàm riêng của  $\hat{a}^2$  ứng với các trị riêng  $\alpha^2$ .

$$\hat{a}^2 |\alpha\rangle_{ch} = \alpha \frac{C_{ch}}{C_l} \hat{a} |\alpha\rangle_l = \alpha^2 |\alpha\rangle_{ch}, \quad \hat{a}^2 |\alpha\rangle_l = \alpha \frac{C_l}{C_{ch}} \hat{a} |\alpha\rangle_{ch} = \alpha^2 |\alpha\rangle_l. \quad (5)$$

d) Tập hợp tất cả các trạng thái kết hợp chẵn (kết hợp lẻ) cũng tạo thành một hệ đủ giống như các trạng thái kết hợp, nghĩa là

$$\frac{1}{\pi} \int |\alpha\rangle_{ch} {}_{ch}\langle\alpha| d^2\alpha = \frac{1}{\pi} \int |\alpha\rangle_l {}_l\langle\alpha| d^2\alpha = 1. \quad (6)$$

## 3. CÁC TRẠNG THÁI NÉN

### 3.1. Nén số hạt - pha. Tham số Mandel

Trở lại với hai biên độ trực giao trong hệ toạ độ Descartes

$$\hat{X}_a(0) = \frac{1}{2}(\hat{a} + \hat{a}^+); \quad \hat{X}_a\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2i}(\hat{a} - \hat{a}^+).$$

Bây giờ ta xét trong hệ toạ độ cực, gọi  $\hat{n} = \hat{a}^+ \hat{a}$  là toán tử số hạt và toán tử pha  $\hat{\phi}$  là hai toán tử Hermitic thoả mãn định nghĩa

$$\hat{a} = \exp(i\hat{\phi}) \hat{n}^{\frac{1}{2}}; \quad \hat{a}^+ = \hat{n}^{\frac{1}{2}} \exp(-i\hat{\phi}). \quad (7)$$

Thay (7) vào hệ thức giao hoán  $[\hat{a}, \hat{a}^+] = 1$  sẽ rút ra được

$$\exp(i\hat{\phi}) \hat{n} \exp(-i\hat{\phi}) - \hat{n} = 1; \quad [i\hat{\phi}, \hat{n}] + \frac{1}{2!} [i\hat{\phi}, [i\hat{\phi}, \hat{n}]] + \dots = 1. \quad (8)$$

Người ta đã chứng minh được rằng khi trung bình số hạt boson  $\langle n \rangle = n \gg 1$  thì hai toán tử  $\hat{\phi}$  và  $\hat{n}$  cũng thoả mãn hệ thức giao hoán

$$[i\hat{\phi}, \hat{n}] = C \quad \text{hay} \quad [i\hat{\phi}, \hat{n}] = -iC, \quad (9)$$

với C là số thực bất kỳ.

Hệ thức này chứng tỏ rằng  $\hat{\phi}$  và  $\hat{n}$  cũng thoả mãn hệ thức (8). Theo đó, hệ thức bất định cho toán tử số hạt và pha là

$$V\phi Vn \geq \frac{1}{4} |C^2|. \quad (10)$$

Lưu ý rằng, ta có thể dễ dàng tính được

$$[X_a(0)]^2 + [X_a(\frac{\pi}{2})]^2 = \frac{1}{2} + \hat{n}. \quad (11)$$

Một trạng thái được gọi là nén số hạt nếu

$$Vn < \frac{1}{2} |\langle [\hat{\phi}, \hat{n}] \rangle| = \frac{|C|}{2}. \quad (12)$$

Khảo sát chi tiết về trạng thái pha [7] cũng đã chứng minh được rằng ở trạng thái kết hợp, phương sai của số hạt  $Vn = |\alpha|^2, |C|=1, V\phi = (4|\alpha|^2)^{-1}$ , do đó hệ thức bất định bằng độ bất định tối thiểu

$$VnV\phi = \frac{1}{4}. \quad (13)$$

Trạng thái kết hợp không nén số hạt nếu

$$Vn = |\alpha|^2 > \frac{1}{4}, \quad (14)$$

nhưng theo đó đối với pha lại có phương sai

$$V\phi = \frac{1}{4|\alpha|^2} < \frac{1}{4}, \quad (15)$$

nghĩa là trạng thái kết hợp sẽ nén pha. Để thuận tiện cho việc khảo sát trạng thái nén số hạt của hệ, Mandel đưa ra một tham số gọi là tham số Mandel

$$M = \frac{\langle (\hat{a}^+ \hat{a})^2 \rangle - \langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle^2}{\langle \hat{a}^+ \hat{a} \rangle}, \quad (16)$$

ở trạng thái kết hợp  $M = 1$ , nếu là trạng thái nén số hạt thì  $M < 1$ , nếu không nén số hạt thì  $M > 1$ .

### 3.2. Nén exciton ở trạng thái kết hợp chắn, lẽ bằng cơ chế thêm polariton

Có thể xem exciton là loại chuẩn hạt quan trọng nhất trong bán dẫn vùng cấm thẳng kích thích quang. Tương tác exciton-exciton là nguyên nhân sinh ra nhiều hiệu ứng phi tuyến lý thú, kể cả hiệu ứng nén photon [8, 9]. Chính các exciton kết hợp cũng có thể trở thành nén nhờ tương tác này [10]. Tuy nhiên, ở các mức kích thích thấp các tương tác phi tuyến trên không thể hiện rõ nét, hệ photon-exciton vẫn duy trì trạng thái kết hợp của mình trong suốt thời gian chiếu laser vào bán dẫn [11]. Bây giờ ta sẽ chứng tỏ rằng, nếu hệ photon-exciton liên kết với môi trường đa photon (multi-photon medium) thì dù ở mức kích thích thấp exciton ban đầu ở trạng thái kết hợp vẫn có thể chuyển thành trạng thái nén ngay sau đó [12]. Ở đây cần hiểu môi trường  $m$ -photon là môi trường có chứa các nguyên tử có khả năng hấp thụ  $m$  photon để chuyển mức năng lượng từ trạng thái cơ bản lên trạng thái kích thích hoặc chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản và bức xạ photon.

#### a. Nén biên độ trực giao của exciton

Toán tử biên độ trực giao của exciton trong trường hợp này là một toán tử phụ thuộc thời gian

$$\hat{X}_a(\varphi, t) = \frac{1}{2} [\hat{a}^+(t) \exp(i\varphi) + \hat{a}(t) \exp(-i\varphi)], \quad (17)$$

trong đó  $\varphi$  là góc tạo bởi toán tử biên độ trực giao exciton  $\hat{X}_a$  với phần thực của biên độ exciton.

Theo ngôn ngữ polariton, ta có thể tính phương sai của toán tử biên độ trực giao của exciton  $\hat{V}X_a(\varphi, t)$ .

Ta có

$$\hat{V}X_a(\varphi, t) = \langle \hat{X}_a^2(\varphi, t) \rangle - \langle \hat{X}_a(\varphi, t) \rangle^2. \quad (18)$$

Các toán tử boson sinh, huỷ hạt exciton (photon) là  $\hat{a}^+, \hat{a}$ ,  $(\hat{c}^+, \hat{c})$ ,  $\hat{\sigma}_3, \hat{\sigma}_\pm$  là các toán tử chuẩn spin  $-1/2$  đặc trưng cho trạng thái nguyên tử. Ký hiệu toán tử sinh, huỷ hạt và năng lượng của polariton là  $\hat{b}_\nu^+, \hat{b}_\nu$  và  $\Omega_\nu$  với  $\nu = 1, 2$

$$\hat{a} = \sum_{\nu=1}^2 v_{\nu} \hat{b}_{\nu}; \quad \hat{c} = \sum_{\nu=1}^2 u_{\nu} \hat{b}_{\nu}, \quad (19)$$

trong đó  $v_{\nu}$  và  $u_{\nu}$  là các số thực mà biểu thức cụ thể của chúng có dạng

$$u_{\nu} = 1/[1+(g^2/(\Omega_{\nu}-E)^2)]^{1/2}; \quad v_{\nu} = gu_{\nu}/(\Omega_{\nu}-E),$$

với

$$\Omega_{\nu} = \frac{1}{2}[\omega + E + (-1)^{\nu} \sqrt{(\omega - E)^2 + 4g^2}].$$

Các hệ số  $v_{\nu}$  và  $u_{\nu}$  tuân theo điều kiện trực giao chuẩn hoá

$$u_{\nu} v_{\mu} + v_{\nu} u_{\mu} = \delta_{\nu\mu}.$$

Thay (19) vào

$$\begin{aligned} \psi(t) = C_{ch} \{ (|\alpha_1\rangle|\alpha_2\rangle + |\alpha_1'\rangle|\alpha_2'\rangle) |e\rangle - it \sum_{j=0}^m F_j^m(1,2) |g\rangle \\ \times [ |m-j, \alpha_1\rangle |j, \alpha_2\rangle + |m-j, \alpha_1'\rangle |j, \alpha_2'\rangle ] \}, \end{aligned} \quad (20)$$

và

$$\begin{aligned} \psi(t) = C_l \{ (|\alpha_1\rangle|\alpha_2\rangle - |\alpha_1'\rangle|\alpha_2'\rangle) |e\rangle - it \sum_{j=0}^m F_j^m(1,2) |g\rangle \\ \times [ |m-j, \alpha_1\rangle |j, \alpha_2\rangle - |m-j, \alpha_1'\rangle |j, \alpha_2'\rangle ] \}. \end{aligned} \quad (21)$$

với  $|g\rangle = \hat{\sigma}_- |e\rangle$  là trạng thái cơ bản của nguyên tử và  $\hat{\sigma}_+ |e\rangle = 0$ , ta được

$$\hat{X}_a(\varphi, t) = \frac{1}{2} \{ \sum_{\nu} v_{\nu} [\hat{b}_{\nu}^+(t) \exp(i\varphi) + \hat{b}_{\nu}(t) \exp(-i\varphi)] \} = \sum_{\nu} v_{\nu} \hat{X}_{b\nu}(\varphi, t) = v_1 \hat{X}_{b1}(\varphi, t) + v_2 \hat{X}_{b2}(\varphi, t), \quad (22)$$

với

$$\hat{X}_{b\nu}(\varphi, t) = \frac{1}{2} [\hat{b}_{\nu}^+(t) \exp(i\varphi) + \hat{b}_{\nu}(t) \exp(-i\varphi)]. \quad (23)$$

Ta lại có

$$\begin{aligned} \langle \hat{X}_a^2(\varphi, t) \rangle &= \langle [v_1 \hat{X}_{b1}(\varphi, t) + v_2 \hat{X}_{b2}(\varphi, t)]^2 \rangle \\ &= v_1^2 \langle \hat{X}_{b1}^2(\varphi, t) \rangle + v_2^2 \langle \hat{X}_{b2}^2(\varphi, t) \rangle + 2v_1 v_2 \langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle, \\ \langle \hat{X}_a(\varphi, t) \rangle^2 &= \langle v_1 \hat{X}_{b1}(\varphi, t) + v_2 \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle^2 \\ &= v_1^2 \langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \rangle^2 + v_2^2 \langle \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle^2 + 2v_1 v_2 \langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \rangle \langle \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle. \end{aligned}$$

Thay các biểu thức trên vào (21) ta thu được

$$VX_a(\varphi, t) = \sum_{\nu} v_{\nu}^2 VX_{b\nu}(\varphi, t) + 2v_1 v_2 [\langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle - \langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \rangle \langle \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle]. \quad (24)$$

\*Tính  $\langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle$  và  $\langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \rangle \langle \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle$

Từ  $\hat{b}_{\nu}(t) = \hat{b}_{\nu} \exp(-i\Omega_{\nu}t)$ ,  $\hat{b}_{\nu} \equiv \hat{b}_{\nu}(0)$ , ta có

$$\begin{aligned} \hat{b}_{\nu}^+(t) \exp(i\varphi) &= \hat{b}_{\nu}^+ \exp[i(\varphi + \Omega_{\nu}t)], \\ \hat{b}_{\nu}(t) \exp(-i\varphi) &= \hat{b}_{\nu} \exp[-i(\varphi + \Omega_{\nu}t)]. \end{aligned}$$

Ta có thể tính được

$$\langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle = \frac{1}{2} \{ \Re[\exp[-i(2\varphi + (\Omega_1 + \Omega_2)t)] \langle \hat{b}_1 \hat{b}_2 \rangle] + \Re[\exp[i(\Omega_1 - \Omega_2)t] \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle] \}, \quad (25)$$

$$\langle \hat{X}_{b1}(\varphi, t) \rangle \langle \hat{X}_{b2}(\varphi, t) \rangle = \Re[\exp[-i(\varphi + \Omega_1)t] \langle \hat{b}_1 \rangle] \Re[\exp[-i(\varphi + \Omega_2)t] \langle \hat{b}_2 \rangle]. \quad (26)$$

Suy ra

$$\begin{aligned}
 VX_a(\varphi, t) = & \sum_v v_v^2 VX_{bv}(\varphi, t) + v_1 v_2 \{ \Re[\exp[-i(2\varphi + (\Omega_1 + \Omega_2)t)] \langle \hat{b}_1 \hat{b}_2 \rangle] \\
 & + \Re[\exp[i(\Omega_1 - \Omega_2)t] \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle] - 2\Re[\exp[-i(\varphi + \Omega_1)t] \langle \hat{b}_1 \rangle] \Re[\exp[-i(\varphi + \Omega_2)t] \langle \hat{b}_2 \rangle] \}.
 \end{aligned} \tag{27}$$

Điều kiện nén của exciton là

$$\frac{VX_a(\varphi, t)}{\langle 1 \rangle} < \frac{1}{4} \Rightarrow \frac{VX_a(\varphi, t)}{\langle 1 \rangle} - \frac{1}{4} = V_a < 0.$$

Để xác định được phương sai của biên độ trực giao  $VX_a(\varphi, t)$  từ đó khảo sát điều kiện nén nêu trên, ta tính số hạng  $VX_{bv}(\varphi, t)$ . Ta có

$$VX_{bv}(\varphi, t) = \langle \hat{X}_{bv}^2(\varphi, t) \rangle - \langle \hat{X}_{bv}(\varphi, t) \rangle^2, \tag{28}$$

với

$$\begin{aligned}
 \langle \hat{X}_{bv}^2(\varphi, t) \rangle &= \frac{1}{4} \langle \{ \hat{b}_v^+ \exp[i(\varphi + \Omega_v)t] + \hat{b}_v \exp[-i(\varphi + \Omega_v)t] \}^2 \rangle = \frac{\langle 1 \rangle}{4} + \frac{1}{2} \{ \Re[\exp[-2i(\varphi + \Omega_v)t] \langle \hat{b}_v^2 \rangle] + \langle \hat{b}_v^+ \hat{b}_v \rangle \}, \\
 \langle \hat{X}_{bv}(\varphi, t) \rangle^2 &= \frac{1}{4} \langle \{ \hat{b}_v^+ \exp[i(\varphi + \Omega_v)t] + \hat{b}_v \exp[-i(\varphi + \Omega_v)t] \}^2 \rangle \\
 &= \frac{1}{4} \{ 2\Re[\exp[-i(\varphi + \Omega_v)t] \langle \hat{b}_v \rangle] \} = \Re^2[\exp[-2i(\varphi + \Omega_v)t] \langle \hat{b}_v \rangle^2].
 \end{aligned}$$

Thay các giá trị vào (26) chúng ta thu được

$$VX_{bv}(\varphi, t) = \frac{\langle 1 \rangle}{4} + \frac{1}{2} \{ \langle \hat{b}_v^+ \hat{b}_v \rangle + \Re[\exp[-2i(\varphi + \Omega_v)t] \langle \hat{b}_v^2 \rangle] - 2\Re^2[\exp[-2i(\varphi + \Omega_v)t] \langle \hat{b}_v \rangle] \}. \tag{29}$$

Các trung bình lượng tử trong (27) và (29) được lấy theo hàm sóng (20) và (21). Dùng các giá trị trung bình

$$\langle \alpha_v, l | n, \alpha_v \rangle = \begin{cases} n! \alpha_v^{l-n} L_n^{l-n} (-|\alpha_v|^2); & l \geq n, \\ l! \alpha_v^{*n-l} L_l^{n-l} (-|\alpha_v|^2); & l < n, \end{cases} \tag{30}$$

$$\langle \alpha_v, l | n, \alpha'_v \rangle = \begin{cases} n! \alpha_v^{l-n} L_n^{l-n} (-\alpha_v^* \alpha'_v) \xi_v; & l \geq n, \\ l! \alpha_v^{*n-l} L_l^{n-l} (-\alpha_v^* \alpha'_v) \xi_v; & l < n, \end{cases} \tag{31}$$

$$\langle \alpha'_v, l | n, \alpha_v \rangle = \begin{cases} n! \alpha_v^{l-n} L_n^{l-n} (-\alpha_v^* \alpha_v) \gamma_v; & l \geq n, \\ l! \alpha_v^{*n-l} L_l^{n-l} (-\alpha_v^* \alpha_v) \gamma_v; & l < n, \end{cases} \tag{32}$$

$$\langle \alpha'_v, l | n, \alpha'_v \rangle = \begin{cases} n! \alpha_v^{l-n} L_n^{l-n} (-|\alpha'_v|^2); & l \geq n, \\ l! \alpha_v^{*n-l} L_l^{n-l} (-|\alpha'_v|^2); & l < n, \end{cases} \tag{33}$$

$$\langle \alpha_\mu, l | n, \alpha_v \rangle = n! L_n^0 (-\alpha_\mu^* \alpha_v) \exp[-\frac{1}{2} (|\alpha_\mu|^2 + |\alpha_v|^2 - 2\alpha_\mu^* \alpha_v)], \tag{34}$$

trong đó  $L_n^q(\alpha) = (n+q)! \sum_{j=0}^n \frac{(-\alpha)^j}{(n-j)! j! (q+j)}$  là đa thức Laguerre tổng quát bậc  $n$  theo  $\alpha$  ứng với tham số  $q$ . Lưu ý rằng phép chuẩn hóa của trạng thái với ký hiệu đơn giản

$$\begin{aligned}
 S_m^l(\nu) &\equiv \langle \alpha_v, l | m, \alpha_v \rangle, & G_m^l(\nu) &\equiv \langle \alpha_v, l | m, \alpha'_v \rangle, \\
 H_m^l(\nu) &\equiv \langle \alpha'_v, l | m, \alpha_v \rangle, & Q_m^l(\nu) &\equiv \langle \alpha'_v, l | m, \alpha'_v \rangle.
 \end{aligned} \tag{35}$$

và  $\xi_v \xi_{3-v} = e^{-2r_a^2}$ ;  $\gamma_v \gamma_{3-v} = e^{-2r_a^2}$  thì biểu thức tường minh của các giá trị trung bình đó thu được như sau:

- Trường hợp exciton kết hợp, photon kết hợp chẵn

$$\begin{aligned}
 \langle \hat{b}_v^+ \hat{b}_v \rangle_{ch} &= C_{ch}^2 \{ |\alpha_v|^2 + |\alpha'_v|^2 + (\alpha_v^* \alpha'_v + \alpha_v^* \alpha_v) e^{-2r_a^2} + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(\nu, 3-\nu) F_l^m(\nu, 3-\nu) \\
 &\times [(S_{m-l+1}^{m-j+1}(\nu) - S_{m-l}^{m-j}(\nu)) S_l^j(3-\nu) + (G_{m-l+1}^{m-j+1}(\nu) - G_{m-l}^{m-j}(\nu)) G_l^j(3-\nu) \\
 &+ (H_{m-l+1}^{m-j+1}(\nu) - H_{m-l}^{m-j}(\nu)) H_l^j(3-\nu) + (Q_{m-l+1}^{m-j+1}(\nu) - Q_{m-l}^{m-j}(\nu)) Q_l^j(3-\nu) \},
 \end{aligned} \tag{36}$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle_{ch} = & C_{ch}^2 \{ \alpha_1^* \alpha_2 + \alpha_1'^* \alpha_2' + (\alpha_1^* \alpha_2' + \alpha_1'^* \alpha_2) e^{-2r_a^2} + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1,2) F_l^m(1,2) \\ & \times [S_{m-l+1}^{m-j}(1) S_{l+1}^j(2) + G_{m-l+1}^{m-j}(1) G_{l+1}^j(2) + H_{m-l+1}^{m-j}(1) H_{l+1}^j(2) + Q_{m-l+1}^{m-j}(1) Q_{l+1}^j(2)] \}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle_{ch} = & C_{ch}^2 \{ (\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_1' \alpha_2') (1 + e^{-2r_a^2}) + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1,2) \times F_l^m(1,2) \\ & \times [S_{m-l}^{m-j+1}(1) S_{l+1}^{j+1}(2) + G_{m-l}^{m-j+1}(1) G_{l+1}^{j+1}(2) + H_{m-l}^{m-j+1}(1) H_{l+1}^{j+1}(2) + Q_{m-l}^{m-j+1}(1) Q_{l+1}^{j+1}(2)] \}, \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_v^q \rangle_{ch} = & C_{ch}^2 \{ (\alpha_v^q + \alpha_v'^q) (1 + e^{-2r_a^2}) + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(v, 3-v) F_l^m(v, 3-v) [S_{m-l}^{m-j+q}(v) S_l^j(3-v) \\ & + G_{m-l}^{m-j+q}(v) G_l^j(3-v) + H_{m-l}^{m-j+q}(v) H_l^j(3-v) + Q_{m-l}^{m-j+q}(v) Q_l^j(3-v)] \}. \end{aligned} \quad (39)$$

- Trường hợp exciton kết hợp, photon kết hợp lẻ

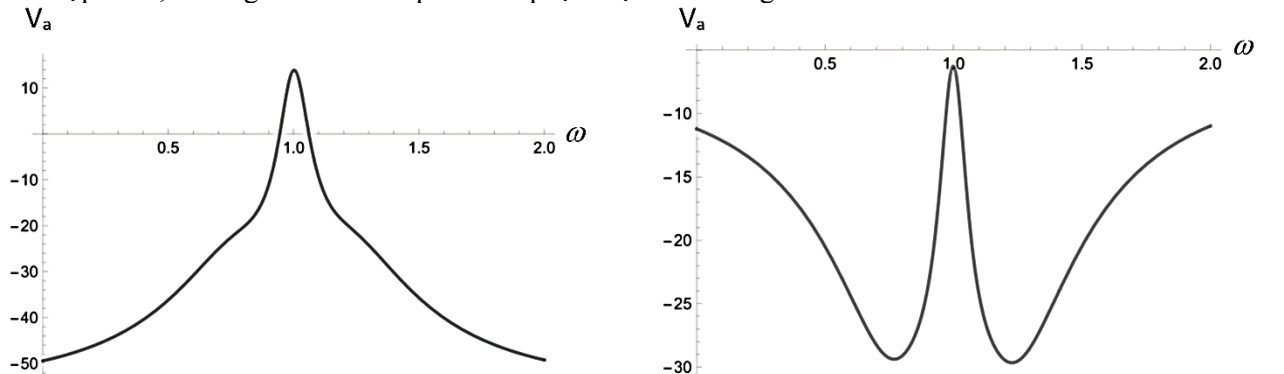
$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_v^+ \hat{b}_v \rangle_l = & C_l^2 \{ |\alpha_v|^2 + |\alpha_v'|^2 - (\alpha_v^* \alpha_v' + \alpha_v'^* \alpha_v) e^{-2r_a^2} + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(v, 3-v) F_l^m(v, 3-v) \\ & \times [(S_{m-l+1}^{m-j+1}(v) - S_{m-l}^{m-j}(v)) S_l^j(3-v) - (G_{m-l+1}^{m-j+1}(v) - G_{m-l}^{m-j}(v)) G_l^j(3-v) \\ & - (H_{m-l+1}^{m-j+1}(v) - H_{m-l}^{m-j}(v)) H_l^j(3-v) + (Q_{m-l+1}^{m-j+1}(v) - Q_{m-l}^{m-j}(v)) Q_l^j(3-v)] \}, \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle_l = & C_l^2 \{ \alpha_1^* \alpha_2 + \alpha_1'^* \alpha_2' - (\alpha_1^* \alpha_2' + \alpha_1'^* \alpha_2) e^{-2r_a^2} + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1,2) F_l^m(1,2) [S_{m-l+1}^{m-j}(1) \\ & \times S_{l+1}^j(2) - G_{m-l+1}^{m-j}(1) G_{l+1}^j(2) - H_{m-l+1}^{m-j}(1) H_{l+1}^j(2) + Q_{m-l+1}^{m-j}(1) Q_{l+1}^j(2)] \}, \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_2 \rangle_l = & C_l^2 \{ (\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_1' \alpha_2') (1 - e^{-2r_a^2}) + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1,2) F_l^m(1,2) [S_{m-l}^{m-j+1}(1) \\ & \times S_{l+1}^{j+1}(2) - G_{m-l}^{m-j+1}(1) G_{l+1}^{j+1}(2) - H_{m-l}^{m-j+1}(1) H_{l+1}^{j+1}(2) + Q_{m-l}^{m-j+1}(1) Q_{l+1}^{j+1}(2)] \}, \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} \langle \hat{b}_v^q \rangle_l = & C_l^2 \{ (\alpha_v^q + \alpha_v'^q) (1 - e^{-2r_a^2}) + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(v, 3-v) F_l^m(v, 3-v) [S_{m-l}^{m-j+q}(v) S_l^j(3-v) \\ & - G_{m-l}^{m-j+q}(v) G_l^j(3-v) - H_{m-l}^{m-j+q}(v) H_l^j(3-v) + Q_{m-l}^{m-j+q}(v) Q_l^j(3-v)] \}. \end{aligned} \quad (43)$$

Phương trình (39) và phương trình (43) cũng được áp dụng cho  $q=0$  để thu được biểu thức trung bình của  $\langle 1 \rangle$  vì  $\langle 1 \rangle = \langle \hat{b}_v^0 \rangle$ . Vì các tích vô hướng  $S_m^l(v)$ ;  $G_m^l(v)$ ;  $H_m^l(v)$  và  $Q_m^l(v)$  đã được tính trong (30), (31), (32) và (33) nên sự biến thiên phương sai biên độ trực giao exciton theo thời gian có thể khảo sát bằng đồ thị. Trong các phép tính số sau đây, chúng ta chọn tinh thể bán dẫn CdS để khảo sát. Theo đó ta có thể thay đổi các tham số khác để tìm hiểu xem hiệu ứng nén biên độ trực giao exciton ở trạng thái ban đầu photon kết hợp chẵn, lẻ bằng cơ chế thêm polariton phụ thuộc vào chúng thế nào.

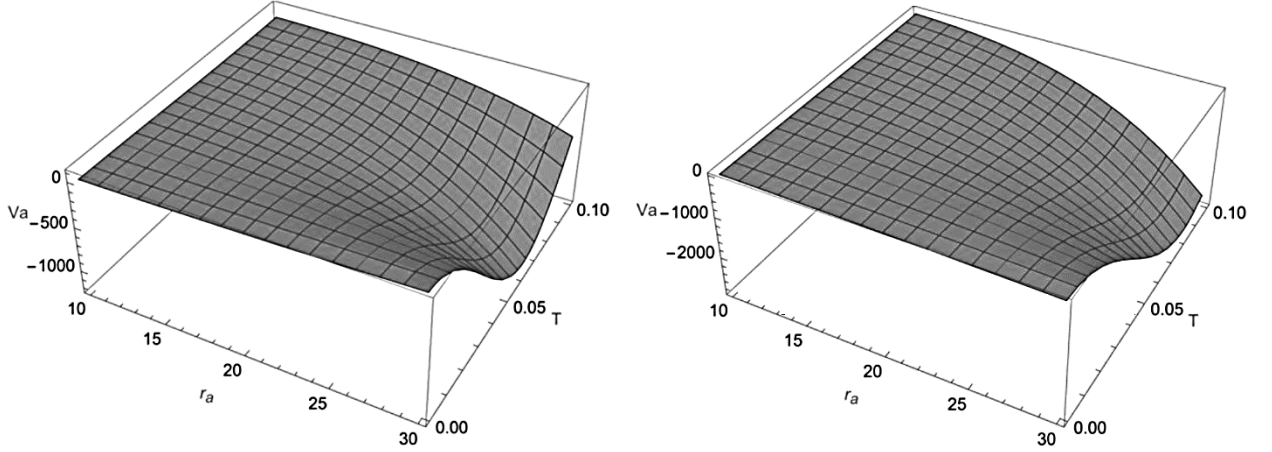


Hình 1: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  vào tỷ số  $K = \omega / E$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích. Các tham số của hệ là:

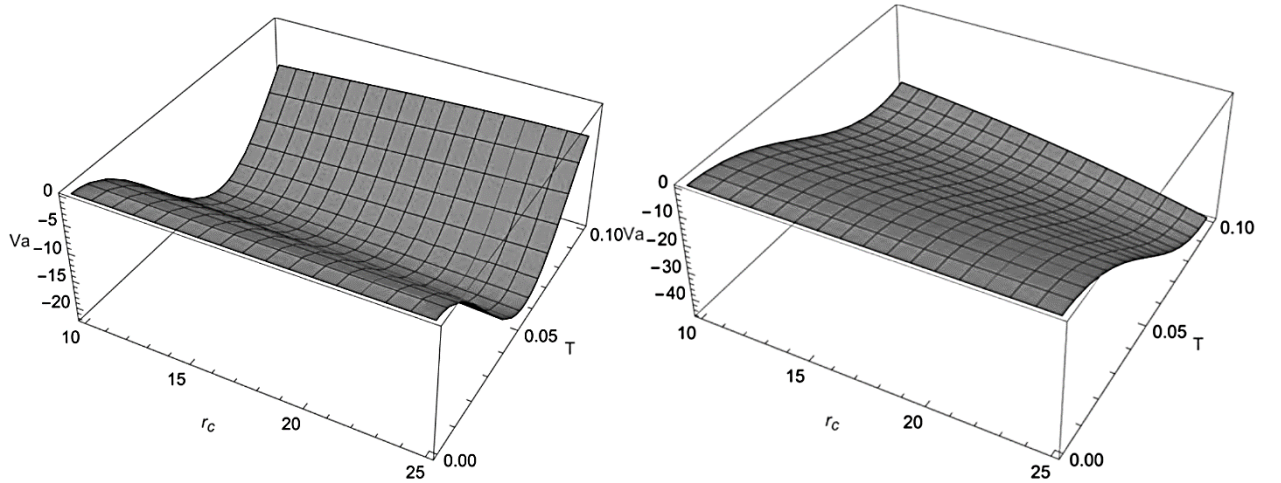
$$g = 1 \text{ meV}; E = 10 \text{ eV}; r_a = 10; r_c = 1; \theta_a = \theta_c = 0; m = 1; \varphi = 0.$$

Trên hình 1 ta thấy rằng, khi xét sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  vào tỷ số giữa năng lượng của photon với năng lượng của exciton  $K$  thì quá trình nén chỉ xảy ra khi  $K \neq 1$ . Điều đó có nghĩa là, khi  $K = 1$  (năng lượng của photon bằng năng lượng của exciton) thì hai nhánh polariton không được phân biệt rõ ràng do đó trạng thái nén không xuất hiện.

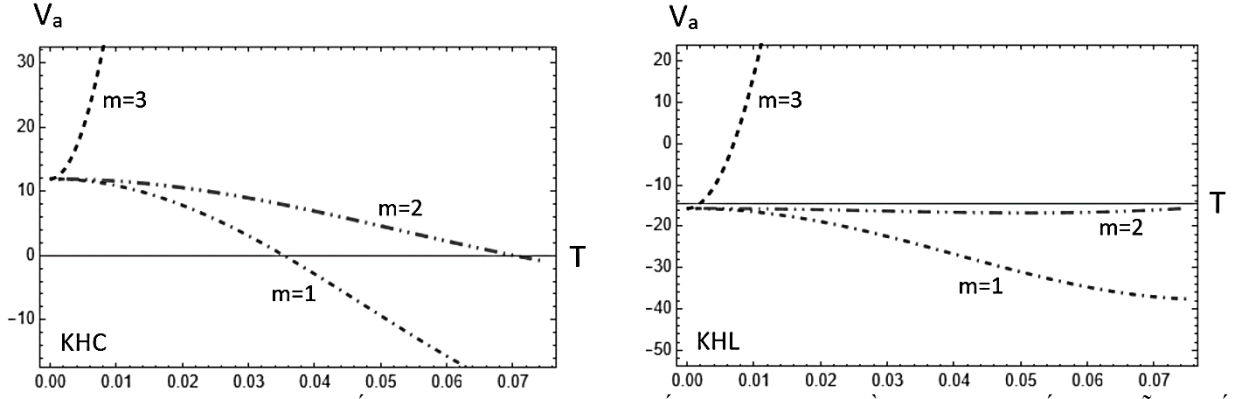
Hình 2 và 3 mô tả sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  vào các biên độ kết hợp  $r_a$ ;  $r_c$  và thời gian  $T$ , hình này cho thấy mức độ nén thay đổi theo biên độ kết hợp  $r_a$ ,  $r_c$  và nén mạnh tại thời điểm nhất định. Hai hình trên cho thấy,  $V_a$  nén mạnh đối với trạng thái kết hợp chẵn thì ở trạng thái kết hợp lẻ lại không nén hoặc nén không đáng kể.



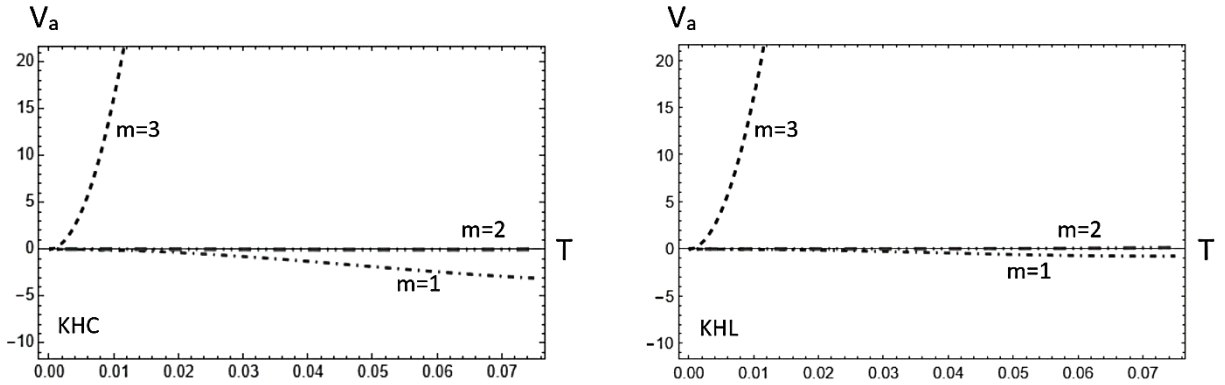
Hình 2: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích vào biên độ kết hợp  $r_a$  và thời gian  $T$  với  $K = 2$ ,  $r_c = 1$  và các tham số  $g = 1 \text{ meV}$ ;  $E = 10 \text{ eV}$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $m = 1$ ;  $\varphi = 0$ .



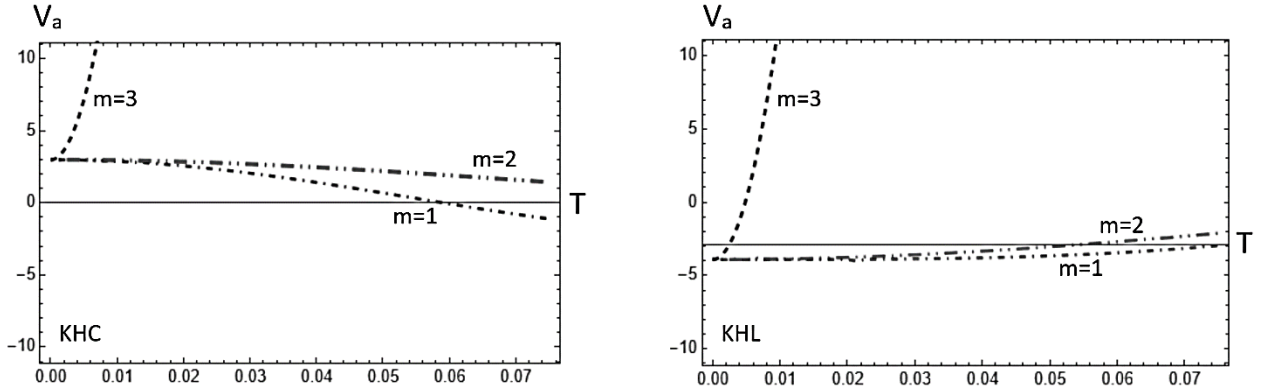
Hình 3: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích vào biên độ kết hợp  $r_c$  và thời gian  $T$  với  $r_a = 10$  và các tham số  $g = 1 \text{ meV}$ ;  $E = 10 \text{ eV}$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $m = 1$ ;  $\varphi = 0$ .



Hình 4: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích với  $K = 2$ ,  $m = 1, 2, 3$  và các tham số  $g = 1 \text{ meV}$ ;  $E = 10 \text{ eV}$ ;  $r_a = 10$ ;  $r_c = 1$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $\varphi = 0$ .



Hình 5: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích vào biên độ kết hợp  $r_a = 5$ ,  $r_c = 2$ ,  $m = 1, 2, 3$  và các tham số  $g = 1 \text{ meV}$ ;  $E = 10 \text{ eV}$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $\varphi = 0$ .



Hình 6: Sự phụ thuộc của hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  đối với photon ban đầu ở trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton ở trạng thái kết hợp, nguyên tử ở trạng thái kích thích vào các giá trị của biên độ kết hợp  $r_a = 5$ ;  $r_c = 1$ ;  $m = 1, 2, 3$  và các tham số  $g = 1 \text{ meV}$ ;  $E = 10 \text{ eV}$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $\varphi = 0$ .

Ở hình 4; 5 và 6 biểu diễn sự phụ thuộc của độ nén biên độ trực giao exciton  $V_a$  vào  $m$  trong cả hai trường hợp kết hợp chẵn, lẻ với giá trị các tham số: các biên độ kết hợp  $r_a$ ,  $r_c$  và tỷ số giữa năng lượng photon với năng lượng của exciton  $K$  thay đổi. Từ các hình trên có thể thấy rằng, khi  $m = 1$  thì  $V_a$  nén mạnh nhất trong khi, với  $m = 3$  thì  $V_a$  nén rất ít hoặc không nén. Ở hình 5, hiệu ứng nén chỉ xảy ra khi  $m = 1$  đối với trạng thái kết hợp chẵn, còn lại là không nén (với  $m = 2$  thì hệ photon-exciton vẫn duy trì ở trạng thái kết hợp). Hình 6 cho thấy, ở trạng thái kết hợp lẻ với mọi  $m$ , hiệu ứng nén xảy ra trong khoảng thời gian đầu trong khi ở trạng thái kết hợp chẵn lại không nén. Từ thời điểm  $0.06s$  với  $m = 1$ , trạng thái kết hợp chẵn



bắt đầu nén và ta thấy hiệu ứng nén ở trạng thái kết hợp sẽ có dấu hiệu giảm. Khi so sánh hai đồ thị 5 và 6 thì thấy rằng, khi biên độ kết hợp  $r_c$  giảm (giữ nguyên  $r_a$ ) thì hệ số nén của trạng thái kết hợp chẵn giảm trong khi đối với trạng thái kết hợp lẻ tăng và ngược lại.

### b. Nén số hạt - pha exciton

Một đặc trưng khác để đánh giá mức độ phi cổ điển của exciton là tham số Mandel  $M$  như đã được đề cập ở (16). Ở đây, do các toán tử exciton phụ thuộc thời gian nên  $M$  cũng vậy

$$M(t) = \frac{\langle [\hat{a}^+(t)\hat{a}(t)]^2 \rangle - \langle \hat{a}^+(t)\hat{a}(t) \rangle^2}{\langle \hat{a}^+(t)\hat{a}(t) \rangle}. \quad (44)$$

Rõ ràng mẫu số của  $M(t)$  là trị trung bình số hạt exciton, còn tử số của nó chính là phương sai của số hạt exciton. Vì ở trạng thái kết hợp thì  $M = 1$  nên exciton được gọi là được nén số hạt hoặc nén pha tùy thuộc theo thứ tự vào  $M < 1$  hoặc  $M > 1$ .

Trong mô hình này

$$\langle \hat{a}^+(t)\hat{a}(t) \rangle = \sum_{\nu} v_{\nu}^2 \langle \hat{b}_{\nu}^+ \hat{b}_{\nu} \rangle + 2v_1 v_2 \Re[e^{i(\Omega_1 - \Omega_2)t} \langle \hat{b}_1^{+2} \hat{b}_2 \rangle], \quad (45)$$

và

$$\langle \hat{a}^{+2}(t)\hat{a}^2(t) \rangle = \sum_{\nu} v_{\nu}^4 \langle \hat{b}_{\nu}^{+2} \hat{b}_{\nu}^2 \rangle + 2v_1^3 v_2 \Re[e^{i(\Omega_1 - \Omega_2)t} \langle \hat{b}_1^{+2} \hat{b}_1 \hat{b}_2 \rangle] + 2v_1 v_2^3 \Re[e^{-i(\Omega_1 - \Omega_2)t} \langle \hat{b}_2^{+2} \hat{b}_2 \hat{b}_1 \rangle] + 4v_1^2 v_2^2 \langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_1 \hat{b}_2^+ \hat{b}_2 \rangle. \quad (46)$$

Ta đã biết rằng, ở thời điểm bất kỳ  $t$

$$\langle [\hat{a}^+(t)\hat{a}(t)]^2 \rangle = \langle \hat{a}^{+2}(t)\hat{a}^2(t) \rangle + \langle \hat{a}^+(t)\hat{a}(t) \rangle^2, \quad (47)$$

nên các phương trình (43) và (44) xác định được  $M(t)$  hoàn toàn nếu các giá trị kỳ vọng xuất hiện trong đó đã được biết. Ta sử dụng [8]

$$\begin{aligned} \psi(t) &= |\alpha_1\rangle |\alpha_2\rangle |e\rangle - it \sum_{j=0}^m F_j^m(1, 2) \hat{b}_1^{+(m-j)} |\alpha_1\rangle \hat{b}_2^{+j} |\alpha_2\rangle \hat{\sigma}_- |e\rangle \\ &= |\alpha_1\rangle |\alpha_2\rangle |e\rangle - it \sum_{j=0}^m F_j^m(1, 2) |m-j, \alpha_1\rangle |j, \alpha_2\rangle |g\rangle, \end{aligned} \quad (48)$$

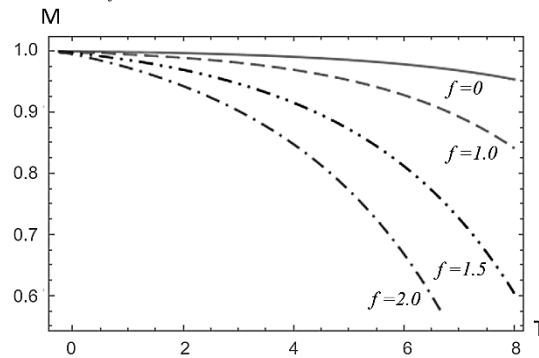
trong giới hạn thời gian ngắn để tính các giá trị trung bình có trong (44), kết quả thu được như sau:

$$\langle \hat{b}_{\nu}^{+2} \hat{b}_{\nu}^2 \rangle = |\alpha_{\nu}|^4 + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(\nu, 3-\nu) F_l^m(\nu, 3-\nu) \times S_l^j(3-\nu) [2S_{m-l}^{m-j}(\nu) - 4S_{m-l+1}^{m-j+1}(\nu) + S_{m-l+2}^{m-j+2}(\nu)], \quad (49)$$

$$\langle \hat{b}_1^{+2} \hat{b}_1 \hat{b}_2 \rangle = |\alpha_1|^2 \alpha_1^* \alpha_2 + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1, 2) \times F_l^m(1, 2) S_l^{j+1}(2) [S_{m-l+2}^{m-j+1}(1) - S_{m-l+1}^{m-j}(1)], \quad (50)$$

$$\langle \hat{b}_2^{+2} \hat{b}_2 \hat{b}_1 \rangle = |\alpha_2|^2 \alpha_2^* \alpha_1 + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1, 2) F_l^m(1, 2) S_{m-l}^{m-j+1}(1) [S_{l+2}^{j+1}(2) - S_{l+2}^j(2)], \quad (51)$$

$$\langle \hat{b}_1^+ \hat{b}_1 \hat{b}_2^+ \hat{b}_2 \rangle = |\alpha_1|^2 |\alpha_2|^2 + t^2 \sum_{j=0}^m \sum_{l=0}^m F_j^m(1, 2) F_l^m(1, 2) [S_{m-l+1}^{m-j+1}(1) - S_{m-l}^{m-j}(1)] [S_{l+1}^{j+1}(2) - S_l^j(2)], \quad (52)$$



Hình 7: Sự phụ thuộc của tham số Mandel  $M$  vào thời gian  $T = 10^4 f_j t$  và cường độ tương tác  $f_j = \bar{f} f_j$  với các tham số  $g = 1(\text{meV})$ ;  $E = 10(\text{eV})$ ;  $r_a = 10$ ;  $r_c = 1$ ;  $\theta_a = \theta_c = 0$ ;  $m = 1$ ;  $\varphi = 0$ .

Thế (46), (47), (49) và (50) vào lại (43), (44) sau đó thế kết quả vào (45) và dùng (45) ta sẽ vẽ được sự biến thiên theo thời gian của hệ số Mandel  $M$  ứng với từng bộ tham số khác nhau.

Theo hình 7, các exciton chuyển từ trạng thái ban đầu kết hợp  $M = 1$  ứng với thời điểm  $t = 0$  sang trạng thái nén số hạt  $M < 1$  khi  $t$  tăng dần. Ngoài ra chúng ta còn thấy rằng, khi cường độ tương tác  $f_J$  và trung bình số hạt exciton ở trạng thái ban đầu  $\langle \psi(0) | \hat{n}_{a,c} | \psi(0) \rangle = r_{a,c}^2$  càng tăng thì độ nén exciton càng lớn khi  $t$  càng lớn ( $t > 0$ ).

#### 4. KẾT LUẬN

Trong quá trình khảo sát hiệu ứng nén, có thể thấy một cơ chế tạo exciton nén không cần mức kích thích cao đã được đưa ra. Cơ chế này dựa vào tương tác giữa các chuẩn hạt exciton, photon với nguyên tử tạp chất hai mức photon trong bán dẫn vùng cấm thẳng. Điểm quan trọng là ban đầu nguyên tử phải ở trạng thái kích thích, có như vậy thì khi nguyên tử chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản sẽ bức xạ thêm  $m$  photon vào hệ tương tác và nén exciton xảy ra mạnh hơn. Exciton nén càng mạnh khi mà độ kết hợp ban đầu của photon-exciton càng lớn. Do có sự thêm  $m$  photon vào hệ tương tác khi nguyên tử chuyển từ trạng thái kích thích về trạng thái cơ bản mà trạng thái kết hợp khi đó được gọi trạng thái kết hợp "thêm polariton" trong cơ chế nén exciton.

Nghiên cứu chỉ xét đối với photon ban đầu kết hợp chẵn và kết hợp lẻ, exciton kết hợp còn nguyên tử ở trạng thái kích thích. Trong cả hai trạng thái kết hợp chẵn và kết hợp lẻ có thể thấy hệ số nén biên độ trực giao  $V_a$  không những phụ thuộc vào các tham số như: tỷ số giữa năng lượng của photon với năng lượng của exciton  $K$ ; biên độ kết hợp  $r_a, r_c$  mà còn phụ thuộc vào số lượng các photon  $m$ . Cụ thể:

- Tỷ số giữa năng lượng của photon với năng lượng của exciton  $K = 1$  thì  $V_a$  hoàn toàn không nén.
- Biên độ kết hợp  $r_a$  tăng thì hiệu ứng nén xảy ra càng mạnh và ngược lại. Mặt khác, khi biên độ kết hợp  $r_c$  tăng thì làm cho hệ số nén của trạng thái kết hợp chẵn có chiều hướng tăng, còn hệ số nén ứng với trạng thái kết hợp lẻ có chiều hướng giảm đi và ngược lại.
- Số  $m$  photon càng lớn thì hệ số nén càng nhỏ (hoặc không nén). Trên các hình vẽ từ 4 đến 6 đã cho ta thấy rõ điều đó.

Khi khảo sát các đồ thị được vẽ bằng phương pháp tính số, có thể thấy rằng hai quá trình nén exciton trong trường hợp photon kết hợp chẵn, lẻ là ngược nhau. Tức là, khi photon kết hợp chẵn nén mạnh thì photon kết hợp lẻ nén yếu hoặc không nén và ngược lại.

#### LỜI CẢM ƠN

Cảm ơn Trường Đại học Công nghiệp TP. HCM và Trường THPT Quang Trung, huyện Sa Thầy, tỉnh Kon Tum đã tạo mọi điều kiện dành cho hoạt động nghiên cứu khoa học của chúng tôi.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Glauber, R. J., Coherent and incoherent states of the radiation field, *Phys. Rev.*, vol. 131, no. 6, pp. 2766-2788, 1963.
- [2] Stoler D., Equivalence Classes of Minimum Uncertainty Packets I, *Physical Review D*, vol. 1, no. 12, pp. 3217-3219, 1970.
- [3] Hollenhorst N. N., Quantum limits on resonant -mass gravitational radiation detectors, *Phys. Rev. D*, vol. 19, no. 6, pp. 1669-1679, 1979.
- [4] Slusher, R., Hollberg, L. W., Yurke, B., Mertz, J. C., and Valley, J. F., Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity, *Physical review letters*, vol. 55, no. 22, pp. 2409-2412, 1985.
- [5] Kimble, H. J., and D. F. Walls., Special issue on squeezed states of the electromagnetic field, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, no. 10, pp. 1453-1727, 1987.
- [6] Dodonov, V. V., Malkin, I. A., and Man'ko, V. I., Even and odd coherent states and excitations of a singular oscillator, *Physica*, vol. 72, no. 3, pp. 597-615, 1974.
- [7] Barnett, S. M., and Radmore, P. M., Methods in Theoretical Quantum Optics, *Cambridge University Press*, 1997.

- [8] An, Nguyen Ba, Light squeezing via exciton-exciton interaction in semiconductors, *Quantum Optics: Journal of the European Optical Society Part*, vol. 4, no. 6, pp. 397-404, 1992.
- [9] An, Nguyen Ba, Exciton-induced squeezed state of light in semiconductors, *Physical Review B*, vol. 48, no. 16, pp. 11732-11742, 1993.
- [10] An, Nguyen Ba and Hoa, Tran Thai, Generation of Squeezed Excitons in Semiconductors by Coherent Light, *Modern Physics Letters B*, vol. 6, no. 07, pp. 405-410, 1992.
- [11] An, Nguyen Ba, Squeezed excitons in semiconductors, *Modern Physics Letters B*, vol. 5, no. 08, pp. 587-591, 1991.
- [12] An, Nguyen Ba, and Tinh, Vo, Polariton-Added Mechanism for Nonclassical Exciton Production, *International Journal of Modern Physics B: Condensed Matter Physics; Statistical Physics; Applied Physics*, vol. 13, no. 1, pp. 73-81, 1999.
- [13] Mojaveri, B., Dehghani, A., and Ali-Mohammadzadeh, B., Even and Odd Deformed Photon Added Nonlinear Coherent States, *International Journal of Theoretical Physics*, vol 55, no. 1, pp. 421-431, 2016.
- [14] El Anouz, K., El Allati, A., and El Baz, M., Teleporting quantum Fisher information for even and odd coherent states, *JOSA B*, vol. 37, no. 1, pp. 38-47, 2020.
- [15] Ahbli, K., Kassogué, H., Kikodio, P. K., and Kouraich, A., A new generalization of nonlinear coherent states for the pseudoharmonic oscillator, *Analysis and Mathematical Physics*, vol. 11, no. 2, pp. 1-22, 2021.
- [16] Altowyan, A. S., Berrada, K., Abdel-Khalek, S., and Eleuch, H., Quantum coherence and total phase in semiconductor microcavities for multi-photon excitation, *Nanomaterials*, vol. 12, no. 15, pp. 2671-2671, 2022.
- [17] Ma, Y. H., Hou, X. W., Zhao, R., Li, M. X., and Zhao, X. Y., Chaos generated in a semiconductor microcavity, *Physical Review E*, vol. 107, no. 2-1, pp. 024220-024220, 2023.

## STUDYING THE SQUEEZING PROPERTIES OF EXCITONS IN THE EVEN AND ODD COHERENT STATES BY THE MECHANISM OF ADDING POLARITON IN SEMICONDUCTOR

DANG HUU DINH<sup>1</sup>, TRAN MINH PHUC<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Faculty of Electronics Technology, Industrial University of HCM City

<sup>2</sup> Quang Trung High School, Sa Thay District, Kon Tum Province  
danghuudinh@iuh.edu.vn

**Abstract.** This paper studies the exciton squeezing properties in the even and odd coherent states by the mechanism of adding polariton. The process of investigating the squeezing effect is based on the squeezed exciton mechanism that does not require a high excitation level. This mechanism is based on the interaction between exciton, photon standards and a two-photon-level impurity atom in a straight bandgap semiconductor. The important point is that the atom must be in an excited state initially, so that when the atom moves from the excited state to the ground state, more photons will be emitted into the interacting system and the exciton squeezing will be stronger. The exciton squeezing more strongly the greater the initial coherence of the photon-exciton. In both even and odd coherent states, it can be seen that the orthogonal amplitude squeezed coefficient depends not only on parameters such as: the ratio of the photon's energy to the exciton's energy, coherence amplitude, but also depends on the number of photons.

**Keywords.** Exciton; Polariton, The squeezed state.

Ngày gửi bài: 30/11/2023  
Ngày chấp nhận đăng: 02/02/2024