

# PHỔ HẤP THỤ CỘNG HƯỞNG CỦA EXCITON TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ InN/GaN

Lê Thị Ngọc Bảo<sup>1,2\*</sup>, Lê Quý Thông<sup>1</sup>, Lê Ngọc Minh<sup>1</sup>, Lê Thị Diệu Hiền<sup>1</sup>, Đinh Như Thảo<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>Khoa Vật lý, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

<sup>2</sup>Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

\*Email: lethingocbao14@gmail.com

\*\*Email: dnthao@gmail.com

## TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton trong giếng lượng tử vuông góc sâu vô hạn bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton vào bề rộng của giếng và độ lệch tần số cộng hưởng của laser bơm. Kết quả cho thấy rằng khi laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh hấp thụ mới. Độ cao của hai đỉnh hấp thụ này phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng và bề rộng của giếng.

**Từ khóa:** giếng lượng tử, phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton, hình thức luận hàm sóng tái chuẩn hóa.

## 1. MỞ ĐẦU

Các bán dẫn có cấu trúc na-nô-mét là một trong những đối tượng nghiên cứu được quan tâm nhiều hiện nay [2, 3]. Nhờ những tính chất ưu việt nên các bán dẫn có cấu trúc na-nô-mét được ứng dụng để làm linh kiện cho các thiết bị quang điện tử, làm tăng tốc độ của các linh kiện và tạo ra các linh kiện bán dẫn có hiệu suất cao [3, 5]. Ngoài ra các cấu trúc na-nô bán dẫn còn có tiềm năng ứng dụng trong các lĩnh vực công nghiệp, môi trường và nhiều lĩnh vực khác [6, 7].

Trong số các cấu trúc na-nô bán dẫn thì các cấu trúc thấp chiều là một trong những đối tượng nghiên cứu mang tính thời sự, thu hút sự quan tâm của nhiều nhà vật lý lý thuyết và thực nghiệm [2, 3, 5]. Việc nghiên cứu tính chất của các cấu trúc thấp chiều đã được tiến hành từ hàng chục năm trước đây và đã thu được các kết quả vượt trội, ứng dụng vào mọi mặt của đời sống [1, 3]. Cấu trúc thấp chiều được hình thành khi ta giam kích thước của cấu trúc na-nô xuống xấp xỉ quãng đường chuyển động tự do trung bình của hạt vi mô. Khi kích thước của vật rắn giảm xuống một cách đáng kể theo một chiều, hai chiều hoặc ba chiều thì tính chất vật lý có thể thay đổi một cách đột ngột. Các cấu trúc thấp chiều bao gồm hệ hai chiều-giếng lượng tử, hệ một chiều-dây lượng tử và hệ không chiều-chấm lượng tử [8].

Giếng lượng tử là một trong những cấu trúc thấp chiều nhận được nhiều sự quan tâm nghiên cứu do nó có nhiều ứng dụng dựa trên những tính chất nổi bật của nó, đặc biệt là tính chất quang. Phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton trong giếng lượng tử đã được nghiên cứu từ năm 1986 cho đến nay [1, 4]. Trong các công trình này, các tác giả đã tính phổ hấp thụ của exciton bằng hình thức luận hàm độ cảm phi tuyến bậc ba hay hình thức luận hàm sóng tái chuẩn hóa. Tuy nhiên các công trình nghiên cứu đó chưa giải thích rõ ràng cơ chế tách vạch quang phổ trong phổ hấp thụ của exciton và chưa khảo sát chi tiết ảnh hưởng của hiệu ứng kích thước lên phổ hấp thụ của exciton trong các cấu trúc đó.

Trong bài báo này chúng tôi sẽ nghiên cứu ảnh hưởng của laser bom lên phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton trong giếng lượng tử bán dẫn InN/GaN bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Chúng tôi xét bài toán có hai sóng laser biến đổi theo thời gian. Chúng tôi xét mô hình hệ ba mức năng lượng được chiếu bởi một laser bom mạnh cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử. Phổ hấp thụ exciton được xác định bởi một laser dò có cường độ yếu. Nội dung của bài báo bao gồm: mục 1 trình bày về mở đầu, mục 2 trình bày về mô hình và lý thuyết, mục 3 trình bày về kết quả tính số và thảo luận và mục cuối cùng là kết luận.

## 2. MÔ HÌNH VÀ LÝ THUYẾT

### 2.1. Mô hình

Chúng tôi xét giếng lượng tử hình chữ nhật có bề rộng  $d$  với hàng rào thế cao vô hạn dọc theo trục  $Oz$ . Hàm sóng của electron và lỗ trống trong hệ này có thể được viết dưới dạng [9]:

$$\Psi_n^{e,h}(\vec{r}) = u_{c,v}^{e,h}(\rho) \psi_n^{e,h}(z), \quad (1)$$

trong đó

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right), \quad (2)$$

và  $\rho^2 = x^2 + y^2$ ;  $u_{c,v}^{e,h}(\rho)$  là các hàm sóng Bloch hai chiều của electron và lỗ trống, kí hiệu  $c, v$  chỉ phần hàm sóng Bloch nằm trong vùng dẫn và vùng hóa trị.

Chọn gốc tính năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị, ta có năng lượng của electron và lỗ trống trong giếng lượng tử được xác định như sau:

$$E_n^e = E_g + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e} + \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_e d^2}, \quad (3)$$

$$E_n^h = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_h} + \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m_h d^2}, \quad (4)$$

trong đó  $E_g$  là độ rộng vùng cấm của chất bán dẫn;  $m_e, m_h$  lần lượt là khối lượng hiệu dụng của electron và lỗ trống trong bán dẫn khối;  $k_x, k_y$  lần lượt là các độ lớn của vectơ sóng dọc theo các trục  $Ox$  và  $Oy$ .

Ta có Hamiltonian mô tả tương tác của điện tử với trường điện từ được viết dưới dạng [10]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_x e^{-i\omega_x t}}{i\omega_x} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (5)$$

trong đó  $\vec{n}$ ,  $\hat{\vec{p}}$ ,  $A_x$ ,  $\omega_x$  tương ứng là vectơ phân cực, vectơ xung lượng của electron, cường độ và tần số của sóng laser; kí hiệu  $x$  để chỉ sóng dò hoặc sóng bơm.

Khi đó biểu thức yếu tố ma trận cho chuyển dời quang từ trạng thái đầu  $|i\rangle$  đến trạng thái cuối  $|f\rangle$  được xác định như sau:

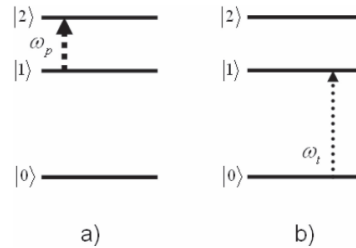
$$T_{fi} = \langle f | H_{\text{int}} | i \rangle, \quad (6)$$

trong đó

$$\begin{cases} |i\rangle = u_i(\rho) \psi_i^{e,h}(z) \\ |f\rangle = u_f(\rho) \psi_f^{e,h}(z) \end{cases}. \quad (7)$$

## 2.2. Yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử

Chúng tôi xét mô hình hệ ba mức, trong đó mức thấp nhất  $|0\rangle$  có năng lượng  $E_0 = E_1^h$  tương ứng trạng thái lượng tử hóa đầu tiên của lỗ trống trong vùng hóa trị, hai mức còn lại  $|1\rangle$  có năng lượng  $E_1 = E_1^e$  và  $|2\rangle$  có năng lượng  $E_2 = E_2^e$  tương ứng với hai trạng thái lượng tử hóa thấp nhất của điện tử trong vùng dẫn như được minh họa trong hình 1.



**Hình 1.** Mô hình hệ ba mức:  $E_0$  là mức của lỗ trống,  $E_1$  và  $E_2$  là các mức của điện tử. a) Chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng của điện tử dưới tác dụng của laser bơm có tần số  $\omega_p$  được kí hiệu bởi đường mũi tên nét đứt. b) Chuyển dời quang giữa hai mức  $|0\rangle$  và  $|1\rangle$  dưới tác dụng của laser dò có tần số  $\omega_l$  được kí hiệu bởi đường mũi tên chấm chấm.

Trong mục này chúng tôi tính yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa hai mức năng lượng của điện tử  $|1\rangle$  và  $|2\rangle$  dưới tác dụng của laser bơm. Ta có hai trạng thái lượng tử hóa của điện tử lần lượt được mô tả như sau:

$$\begin{cases} |1\rangle = u_c(\rho) \psi_1^e(z) \\ |2\rangle = u_c(\rho) \psi_2^e(z) \end{cases}. \quad (8)$$

Từ phương trình (5) ta có:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_p e^{-i\omega_p t}}{i\omega_p} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (9)$$

trong đó  $A_p$  và  $\omega_p$  lần lượt là cường độ và tần số của laser bom. Ta có yếu tố ma trận chuyển dời liên vùng con giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử được xác định như sau:

$$v_{21} = \langle 2 | \hat{H}_{\text{int}} | 1 \rangle = \langle 2 | \hat{V} | 1 \rangle e^{-i\omega_p t} = V_{21} e^{-i\omega_p t}. \quad (10)$$

Chọn vectơ phân cực ánh sáng dọc theo trục  $z$  ta thu được biểu thức của  $V_{21}$  có dạng:

$$V_{21} = \frac{16d}{9\pi^2} \cdot \frac{eA_p m_e}{m_0 \omega_p \hbar} (E_2 - E_1). \quad (11)$$

Tính toán tương tự ta thu được kết quả sau:

$$\begin{cases} V_{12} = V_{21}^* \\ V_{11} = V_{22} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

trong đó  $V_{21}^*$  là liên hợp phức của  $V_{21}$ .

### 2. 3. Hấp thụ exciton khi không có laser bom

Bây giờ ta sẽ tính yếu tố ma trận cho chuyển dời giữa hai mức thấp nhất của lỗ trống  $|0\rangle$  và điện tử  $|1\rangle$  khi không có laser bom được mô tả bởi đường chấm chấm trong hình 1b. Đây là sự chuyển dời liên vùng với trạng thái đầu và trạng thái cuối được xác định như sau:

$$\begin{cases} |0\rangle = u_v(\rho) \psi_1^h(z) \\ |1\rangle = u_c(\rho) \psi_1^e(z) \end{cases} \quad (13)$$

Dưới tác dụng của laser dò yếu tố ma trận của chuyển dời giữa hai mức lượng tử hóa của lỗ trống và điện tử được xác định như sau:

$$T_{10} = \langle 1 | \hat{H}_{\text{int}} | 0 \rangle, \quad (14)$$

trong đó  $\hat{H}_{\text{int}}$  có biểu thức được xác định từ phương trình (5) như sau:

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\frac{e}{m_0} \frac{A_t e^{-i\omega_t t}}{i\omega_t} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}}. \quad (15)$$

Thay biểu thức (15) vào biểu thức (14) và sử dụng tính chất trực chuẩn của các hàm sóng Bloch  $u_{c,v}(\rho)$  và của các hàm  $\psi_n^{e,h}(z)$  ta thu được biểu thức yếu tố ma trận chuyển dời  $T_{10}$  có dạng:

$$T_{10} = -\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 i\omega_t} e^{\frac{i}{\hbar}(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t)t}, \quad (16)$$

trong đó

$$p_{cv} = \left\langle u_c(\rho) \left| \hat{n} \hat{p} \right| u_v(\rho) \right\rangle \quad (17)$$

là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị.

Từ đó biểu thức tốc độ chuyển dời (hay xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian) dưới tác dụng của laser dò có dạng:

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{10}|^2 \delta(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t). \quad (18)$$

Áp dụng công thức hàm dạng Lorentz:

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{x^2 + \Gamma^2}. \quad (19)$$

Ta viết lại biểu thức tốc độ chuyển dời (18) dưới dạng gần đúng như sau:

$$W_0 = \frac{2}{\hbar} \cdot \left( \frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \cdot \frac{\Gamma}{(E_1 - E_0 - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2}, \quad (20)$$

với  $\Gamma \rightarrow 0$  là độ rộng vạch phổ hấp thụ được đưa vào một cách hiện tượng luận.

Ta đặt

$$B = \frac{2}{\hbar} \cdot \left( \frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2, \quad (21)$$

và

$$E_g^{well} = E_1 - E_0. \quad (22)$$

Từ đó ta viết lại biểu thức của tốc độ chuyển dời như sau:

$$W_0 = B \cdot \frac{\Gamma}{(E_g^{well} - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2}. \quad (23)$$

#### 2.4. Hấp thụ exciton trong trường hợp có laser bơm

Trong mục này ta tìm phổ hấp thụ của exciton khi hệ được chiếu bởi laser dò trong trường hợp có mặt của laser bơm với tần số gần bằng khoảng cách hai mức năng lượng của electron. Khi có sóng bơm cộng hưởng với khoảng cách hai mức năng lượng tử hóa của điện tử thì hàm sóng của điện tử bị tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm, hàm sóng tái chuẩn hóa bây giờ có dạng:

$$\Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^2 c_j(t) e^{-\frac{i}{\hbar} E_j t} \left| \Pi_j(\vec{r}) \right\rangle, \quad (24)$$

trong đó  $\Pi_j(\vec{r})$  với  $n=1,2$  là hàm sóng của electron ở trạng thái dừng tương ứng với các mức năng lượng  $E_j$  khi chưa có tác dụng của laser bơm. Các hệ số  $c_j(t)$  được xác định từ phương trình Schödinger phụ thuộc thời gian và có biểu thức được xác định như sau:

$$\begin{cases} c_1(t) = \frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) \\ c_2(t) = -\frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} (e^{i\alpha_1 t} - e^{-i\alpha_2 t}) \end{cases}, \quad (25)$$

trong đó

$$\begin{cases} \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2} \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2} \end{cases}, \quad (26)$$

với

$$\begin{cases} \Omega_R = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \frac{|V_{12}|^2}{\hbar^2}}, \\ \Delta\omega = \omega_p - \omega_{21} \end{cases}, \quad (27)$$

và

$$\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1 \equiv E_2^e - E_1^e, \quad (28)$$

$$V_{21} = \frac{16d}{9\pi^2} \cdot \frac{eA_p m_e}{m_0 \omega_p \hbar} (E_2 - E_1). \quad (29)$$

Thay các hệ số  $c_j(t)$  ở phương trình (25) vào phương trình (24) ta có biểu thức hàm sóng của electron tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm có dạng:

$$\Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} \Pi_1(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} (e^{i\alpha_1 t} - e^{-i\alpha_2 t}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t} \Pi_2(\vec{r}). \quad (30)$$

Hay

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = & \frac{1}{2\Omega_R} \left( \alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 - \hbar\alpha_2)t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 + \hbar\alpha_1)t} \right) \Pi_1(\vec{r}) \\ & - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} \left( e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 - \hbar\alpha_1)t} - e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 + \hbar\alpha_2)t} \right) \Pi_2(\vec{r}). \end{aligned} \quad (31)$$

Từ biểu thức (31) ta suy ra phổ năng lượng tương ứng với hàm sóng (31) gồm bốn mức như sau:

$$\begin{cases} E_1^- = E_1 - \hbar\alpha_2 \\ E_1^+ = E_1 + \hbar\alpha_1 \end{cases}, \quad (32)$$

và

$$\begin{cases} E_2^- = E_2 - \hbar\alpha_1 \\ E_2^+ = E_2 + \hbar\alpha_2 \end{cases}. \quad (33)$$

Từ (32) và (33) ta có thể viết lại hàm sóng của điện tử tái chuẩn hóa dưới tác dụng của sóng bơm ở biểu thức (31) dưới dạng:

$$\Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left( \alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^* t} \right) \Pi_1(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} \left( e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t} - e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^* t} \right) \Pi_2(\vec{r}). \quad (34)$$

Từ đó ta thu được biểu thức của yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái tái chuẩn hóa của điện tử dưới tác dụng của laser dò được xác định như sau

$$T_{\text{mix},0} = -\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 i \omega_t} \left[ \frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{-i\alpha_1 t}) \right]^* \times e^{\frac{i}{\hbar} (E_g^{\text{well}} - \hbar \omega_t) t}. \quad (35)$$

Tính toán tương tự như trường hợp không có tác dụng của laser bơm ta thu được biểu thức tốc độ chuyển dời (hay xác suất hấp thụ trong một đơn vị thời gian) dưới tác dụng của laser dò trong trường hợp có sóng bơm được xác định như sau

$$W = B. \left[ \left( \frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{well}} - \hbar \omega_t - \hbar \alpha_2)^2 + \Gamma^2} + \left( \frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{well}} - \hbar \omega_t + \hbar \alpha_1)^2 + \Gamma^2} \right], \quad (36)$$

trong đó  $B$  có biểu thức được xác định ở (21).

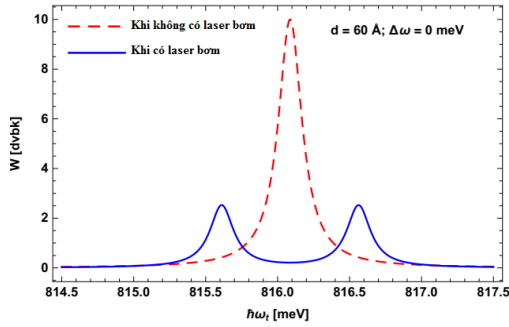
### 3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Trong mục này chúng tôi thực hiện tính số đối với phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton trong trường hợp không có và có tác dụng của laser bơm trong giếng lượng tử InN/GaN. Các thông số được sử dụng để tính số là: khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống trong vật liệu giếng InN ở nhiệt độ 300 K là  $m_e = 0,1m_0$  và  $m_h = 0,50m_0$  (với  $m_0$  là khối lượng của điện tử tự do); độ rộng vùng cấm của vật liệu giếng là  $E_g = 700$  meV; cường độ của laser bơm là  $A_p = 4 \times 10^4$  V/cm và độ rộng phổ là  $\Gamma = 0,1$  meV.

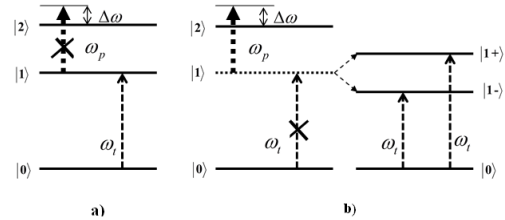
Hình 2 mô tả phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử với bề rộng của giếng lượng tử  $d = 60$  Å trong hai trường hợp: khi không có laser bơm (đường đứt nét) và khi có laser bơm (đường liền nét). Từ đồ thị ta thấy, khi không có laser bơm thì chỉ xuất hiện một đỉnh hấp thụ của exciton. Tuy nhiên khi chiếu một laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì trong đồ thị ta thấy xuất hiện hai đỉnh hấp thụ của exciton. Hai đỉnh hấp thụ này nằm đối xứng hai bên với đỉnh gốc (là đỉnh xuất hiện trong phổ hấp thụ khi chưa có tác dụng của laser bơm). Điều này có thể được giải thích bởi quy tắc lựa chọn đối với chuyển dời quang liên vùng trong giếng lượng tử như trong hình vẽ 3. Khi có sóng bơm laser cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử, mỗi mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con. Khi đo phổ hấp thụ ta sẽ quan sát được hai chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên hai mức con bị tách  $|1+\rangle$  và  $|1-\rangle$  của mức năng lượng thứ nhất của điện tử.

Hình 4a mô tả phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử với bề rộng của giếng lượng tử  $d = 60$  Å trong trường hợp không có tác dụng của laser bơm (đường liền nét) và

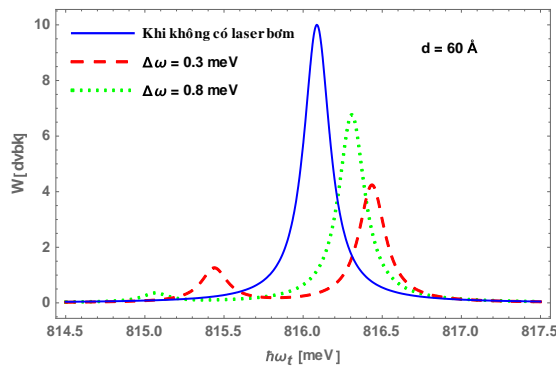
có tác dụng của laser bơm với các độ lệch cộng hưởng khác nhau  $\Delta\omega = 0,3$  meV (đường đứt nét) và  $\Delta\omega = 0,8$  meV (đường chấm chấm). Từ đồ thị hình 4a ta thấy rằng khi tăng độ lệch cộng hưởng thì độ cao của hai đỉnh hấp thụ cũng bị thay đổi theo. Cùng tăng độ lệch cộng hưởng thì một đỉnh hấp thụ có xu hướng tiến về vị trí đỉnh gốc (lúc chưa có tác dụng của laser bơm), đỉnh còn lại thì tiến xa vị trí đỉnh gốc. Kết quả này chứng tỏ độ cao của hai đỉnh hấp thụ của exciton phụ thuộc vào độ lệch cộng hưởng.



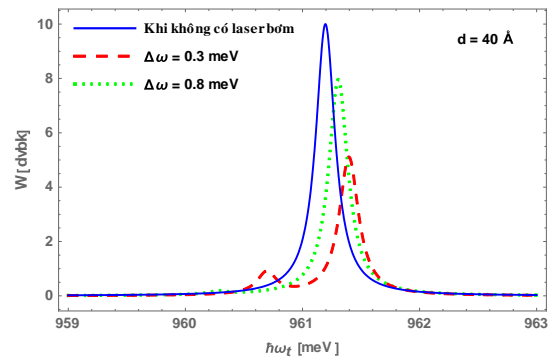
**Hình 2.** Phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử có bề rộng  $d = 60$  Å khi có sóng bơm và khi không có sóng bơm trong trường hợp  $\Delta\omega = 0$  meV.



**Hình 3.** a) Chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên mức năng lượng đầu tiên của điện tử khi không có sóng bơm laser. b) Khi có sóng bơm laser cộng hưởng với hai mức năng lượng tử hóa của điện tử, mỗi mức năng lượng của điện tử được tách thành hai mức con; tồn tại chuyển dời từ mức năng lượng của lỗ trống lên hai mức con của mức năng lượng thứ nhất của điện tử  $|1+\rangle$  và  $|1-\rangle$ , tuân theo quy tắc lựa chọn.



(a)



(b)

**Hình 4.** Sự phụ thuộc của xác suất hấp thụ vào tần số khi không có sóng bơm (đường liền nét) và khi có sóng bơm với các độ lệch cộng hưởng  $\Delta\omega = 0,3$  meV (đường đứt nét) và  $\Delta\omega = 0,8$  meV (đường chấm chấm) trong hai trường hợp  $d = 60$  Å ở hình (a) và  $d = 40$  Å ở hình (b).

Tương tự ta cũng có thể khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong giếng lượng tử trong trường hợp bề rộng của giếng lượng tử  $d = 40$  Å được thể hiện trong hình 4b. Từ các hình vẽ 4a và 4b ta thấy rằng với cùng một độ lệch cộng hưởng  $\Delta\omega = 0,8$  meV, độ cao của đỉnh hấp thụ thấp của exciton thay đổi theo bề rộng của giếng lượng tử. Đỉnh hấp thụ thấp vẫn còn tồn tại khi bề rộng của giếng lượng tử là  $d = 60$  Å (hình 4a) nhưng gần như



biến mất khi bề rộng của giếng là  $d = 40 \text{ \AA}$ . Đồng thời, khi bề rộng của giếng lượng tử giảm, đỉnh hấp thụ của exciton dịch chuyển dần về vùng năng lượng cao theo quy luật năng lượng tỉ lệ nghịch với bình phương của bề rộng giếng. Điều này chứng tỏ sự ảnh hưởng rõ rệt của hiệu ứng giam giữ lượng tử trong cấu trúc giếng lượng tử. Hơn nữa, từ hình vẽ 4b ta thấy khi độ lệch cộng hưởng thay đổi thì vị trí của các đỉnh hấp thụ của exciton cũng thay đổi theo. Khi độ lệch cộng hưởng tăng thì một đỉnh có xu hướng tiến đến không trong khi đỉnh còn lại tăng dần dần. Các kết quả này một lần nữa khẳng định độ cao của hai đỉnh hấp thụ phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng và bề rộng của giếng lượng tử.

#### 4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này chúng tôi trình bày nghiên cứu về phổ hấp thụ cộng hưởng của exciton trong giếng lượng tử InN/GaN dưới tác dụng của sóng bom laser cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Kết quả cho thấy rằng khi có sóng bom cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh hấp thụ mới. Biên độ và vị trí của hai đỉnh hấp thụ này phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch tần số cộng hưởng của sóng bom và bề rộng của giếng. Khi độ lệch cộng hưởng tăng thì một đỉnh có xu hướng tiến đến không trong khi đỉnh còn lại tăng dần dần. Đồng thời, khi bề rộng của giếng lượng tử giảm, các đỉnh hấp thụ của exciton dịch chuyển về vùng năng lượng cao theo quy luật năng lượng tỉ lệ nghịch với bình phương của bề rộng giếng. Điều này chứng tỏ ảnh hưởng rõ rệt của hiệu ứng giam giữ lượng tử trong cấu trúc giếng lượng tử.

#### Lời cảm ơn

Nghiên cứu này được thực hiện với sự tài trợ kinh phí từ đề tài Đại học Huế mã số DHH2017-01-114

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Bobrysheva A.I., Shmiglyuk M. I. and Pavlov V. G. (1997). Optical exciton Stark effect and quantum beats at exciton quasienergy levels in quantum wells, *Phys. Solid State*, Vol. 39, pp. 1947-1949.
- [2]. Floris A. Z., Andrew S. D., Andrea M., Michelle Y. S., Lloyd C. L. H., Gerhard K., Sven R., Susan N. C. and Mark A. E. (2013). Silicon quantum electronics, *Rev. Mod. Phys*, Vol. 85, pp. 1-64.
- [3]. James L. H., Tae-In Jeon (2012). A review of the Terahertz conductivity of bulk and nano-materials, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Vol. 33, pp. 1-55.
- [4]. Lehmen A. V., Chemla D. S., Zucker J. E., Heritage J.P. (1986). Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells, *Opt. Lett.*, Vol. 11, pp. 609-611.

- [5]. Leitenstorfer A., Hunsche S., Shah J., Nuss M.C., and Knox W. H. (1999). Femtosecond Charge Transport in Polar Semiconductors, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, pp. 5140-5143.
- [6]. Lin H. J., Vedraïne S., Le-Rouzo J., Chen S. H. (2012). "Optical properties of quantum dots layers: Application to photovoltaic solar cells", *Solar Energy Materials & Solar Cells*.
- [7]. Mahajan S., Rani M., Dubey R. B., and Mahajan J. (2013). Characteristics and properties of CdSe quantum dots, *International Journal of Latest Research in Science and Technology*, Vol. 2, pp. 457-459.
- [8]. Nguyễn Ngọc Long (2007). "Vật lý chất rắn", *Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội*.
- [9]. Nguyễn Hồng Quang, Bobrysheva (1993). The Influence of the Resonant Electromagnetic Field on Light Absorption by Exciton and Biexciton in Quantum Well, *Physica Scripta*, Vol. 47, pp. 121-123.
- [10]. Đinh Nhu Thảo, Lê Thị Ngọc Bao, Duong Dinh Phuoc, Nguyen Hong Quang (2017). A theoretical study of the optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots, *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 32, pp. 025014-1 – 025014-8.

## THE RESONANT ABSORPTION SPECTRUM OF EXCITONS IN InN/GaN QUANTUM WELLS

Lê Thị Ngọc Bảo<sup>1,2\*</sup>, Lê Quý Thông<sup>1</sup>, Lê Ngọc Minh<sup>1</sup>, Lê Thị Diệu Hiền<sup>1</sup>, Đinh Như Thảo<sup>2\*\*</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Hue University of Sciences

<sup>2</sup> Department of Physics , Hue University of Education

\*Email: lethingocbao14@gmail.com

\*\*Email: dnthao@gmail.com

**Abstract:** In this paper, we study the resonant absorption spectrum of excitons in the InN/GaN infinite quantum wells using renormalization wavefunction formulation. We also investigated the dependence of resonant absorption spectrum of excitons on the width of quantum well and the detuning of a strong pump laser resonant with two electron quantized levels. The results showed that, in the presence of a resonant strong pump laser with two quantized levels of electrons, two new absorption peaks of excitons appear in the absorption spectrum of excitons. The results also showed that, the height of absorption peaks of excitons depends sensitively on the detuning and the width of quantum wells.

**Keywords:** quantum wells, the resonant absorption spectrum of excitons, renormalization wavefunction formulation.