

NGHIÊN CỨU PHỔ HẤP THỤ CỦA EXCITON TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ HÌNH Ê-LÍP DẠNG THUẦN

Lê Thị Ngọc Bảo^{1*}, Lê Thị Diệu Hiền¹, Lê Phước Định¹, Đinh Như Thảo²

¹ Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

² Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

*Email: ltnbao@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 21/4/2025; ngày hoàn thành phản biện: 9/5/2025; ngày duyệt đăng: 16/5/2025

TÓM TẮT

Trong bài báo này, chúng tôi khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong mô hình hệ ba mức trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần GaAs/AlGaAs bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Đầu tiên, chúng tôi giả sử có một laser bơm có năng lượng gần bằng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử được chiếu vào hệ. Sau đó chúng tôi sử dụng một laser dò để khảo sát các chuyển dời có thể xảy ra ở trong hệ. Kết quả là chúng tôi quan sát thấy hình ảnh tách vạch phổ hấp thụ liên vùng trong phổ hấp thụ của exciton. Bên cạnh đó, chúng tôi cũng khảo sát sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của exciton vào độ lệch cộng hưởng, năng lượng photon và kích thước của chấm lượng tử.

Từ khóa: chấm lượng tử, phổ hấp thụ, hình ê-líp dạng thuần.

1. MỞ ĐẦU

Trong những năm gần đây, các bán dẫn thấp chiều đã thu hút nhiều sự chú ý từ các lĩnh vực nghiên cứu khác nhau như máy tính lượng tử, bộ tách sóng hồng ngoại, bóng bán dẫn, quang điện, hình ảnh y tế, cảm biến sinh học và nhiều lĩnh vực khác [1-4]. Trong các hệ lượng tử thấp chiều như giếng lượng tử, dây lượng tử và chấm lượng tử, các hạt mang điện có thể chuyển động tự do tương ứng theo hai chiều, một chiều và không chiều. Chính sự giam giữ lượng tử này đã mang lại nhiều hiệu ứng mới có tiềm năng đáng kể trong việc chế tạo các thiết bị quang học mới, chẳng hạn như bộ điều biến quang điện tử tốc độ cao, bộ tách sóng quang và bộ khuếch đại laser hồng ngoại xa [5]; trong các ứng dụng điện tử và quang điện tử [6]; điốt laser, các thiết bị quang điện tử và các thiết bị chức năng và bộ nhớ lượng tử [7].

Cùng với sự phát triển của các cấu trúc bán dẫn thấp chiều, đã có nhiều bài báo nghiên cứu về phổ hấp thụ, các chuyển dời quang và các hiệu ứng xảy ra trong các cấu trúc đó [8]. Trong những năm gần đây, nhiều công trình đã nghiên cứu về các tính chất quang học trong các chấm lượng tử hình trụ, hình lập phương và hình cầu [9-12]. Những nghiên cứu này cho thấy, các tính chất quang học của các chấm lượng tử phụ thuộc rất nhiều vào trường ngoài và kích thước hình học của các chấm lượng tử. Điều đáng nói là dạng hình học của các chấm lượng tử cũng tạo ra sự khác biệt rất lớn đối với các tính chất quang học của chấm lượng tử [13].

Trong bài báo này, để đơn giản chúng tôi giả thiết các chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuẩn chịu sự tác dụng của một thế năng vô hạn nhưng giả thiết này được cho là không làm suy yếu tính thực tế của hệ đang khảo sát. Chúng tôi sẽ nghiên cứu phổ hấp thụ của exciton bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa trong chấm lượng tử bán dẫn hình ê-líp dạng thuẩn được chế tạo từ các vật liệu GaAs/AlGaAs. Chúng tôi chọn cặp vật liệu này do dị chuyển tiếp của chúng có độ lệch vùng dẫn lớn, gần giống với giả thiết của chúng tôi về thế năng giam giữ vô hạn của chấm lượng tử. Chúng tôi tập trung khảo sát sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của exciton vào trường ngoài và kích thước của chấm lượng tử. Bài báo gồm có các phần chính như sau. Phần 1 là phần mở đầu. Phần 2 trình bày mô hình và lý thuyết. Phần 3 trình bày các kết quả và thảo luận. Phần 4 trình bày kết luận.

2. MÔ HÌNH VÀ LÝ THUYẾT

2.1. Hàm sóng và các mức năng lượng của điện tử và lỗ trống

Chúng tôi xét các chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuẩn chịu sự tác dụng của một thế năng vô hạn, nằm đối xứng quanh trục z , với a và c lần lượt là độ dài các bán trục của chấm trong mặt phẳng xOy và hướng z , trong đó x, y, z là các tọa độ trong hệ tọa độ Cartesian với gốc tọa độ tại tâm đối xứng của ê-líp (Hình 1). Hàm sóng bao của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuẩn chịu tác dụng của một thế năng vô hạn có dạng [14-16]

$$\Psi_{nlm}^{e,h}(\vec{r}) = \Psi_{nlm}^{e,h}(\xi, \eta, \varphi) = A_{nlm} J_{lm}^{(1)}(h, \xi) S_{lm}^{(1)}(h, \eta) e^{im\varphi}, \quad (1)$$

trong đó, $n=1, 2, 3, \dots$; $l=0, 1, 2, 3, \dots$; $m=-l, \dots, 0, \dots, +l$; $J_{lm}^{(1)}(h, \xi)$ và $S_{lm}^{(1)}(h, \eta)$ lần lượt là các hàm phỏng cầu xuyên tâm và các hàm phỏng cầu góc dạng thuẩn loại 1; A_{nlm} là hệ số chuẩn hóa.

$$A_{nlm} = \sqrt{\frac{\chi^3}{2\pi c^3 e^3 \int_{-1}^{\bar{\xi}+1} \int_{-1}^{\bar{\xi}+1} (\xi^2 + \eta^2) J_{lm}^{(1)*}(h, \xi) S_{lm}^{(1)*}(h, \eta) J_{lm}^{(1)}(h, \xi) S_{lm}^{(1)}(h, \eta) d\xi d\eta}}, \quad (2)$$

trong đó tỉ số các bán trục của ê-líp χ và tâm sai e của ê-líp lần lượt được kí hiệu

$$\begin{cases} \chi = \frac{c}{a} & (c > a), \\ e = \sqrt{1 - \frac{1}{\chi^2}}. \end{cases} \quad (3)$$

Trong phép gần đúng hàm bao khối lượng hiệu dụng, hàm sóng toàn phần của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần với thể vô hạn có dạng

$$\Pi_{nlm}^{e(h)}(\vec{r}) = u_{c(v)}(\vec{r}) \Psi_{nlm}^{e(h)}(\vec{r}), \quad (4)$$

ở đây, $\vec{r} = (\xi, \eta, \varphi)$ và $u_{c(v)}(\vec{r})$ là các hàm sóng Bloch trong vùng dẫn (hoặc vùng hóa trị).

Chọn gốc tính năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị, biểu thức năng lượng của điện tử và lỗ trống lần lượt được xác định như sau

$$\begin{cases} E_{nlm}^e = E_g^{dot} + \frac{\hbar^2 k_{nlm}^2}{2m_e^*}, \\ E_{nlm}^h = \frac{\hbar^2 k_{nlm}^2}{2m_h^*}, \end{cases} \quad (5)$$

với E_g^{dot} là độ rộng vùng cấm của chất bán dẫn; m_e^* (m_h^*) là khối lượng hiệu dụng của điện tử (lỗ trống) và

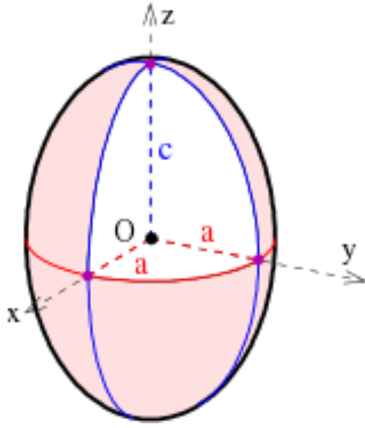
$$k_{nlm} = \frac{h^2}{f^2}. \quad (6)$$

Các giá trị của h được xác định từ điều kiện biên

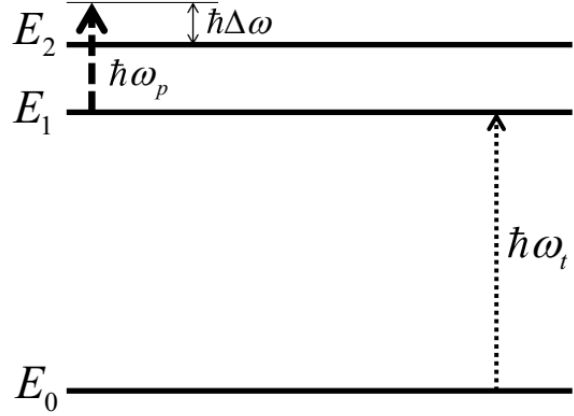
$$J_{lm}^{(1)}(h, \bar{\xi}) = 0, \quad (7)$$

trong đó

$$\begin{cases} \bar{\xi} = \frac{\chi}{\sqrt{1 - \frac{1}{\chi^2}}} = \frac{1}{e}, \\ f = \frac{c}{\bar{\xi}} = c \cdot e. \end{cases} \quad (8)$$



Hình 1. Minh họa chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần.



Hình 2. Mô hình hệ ba mức của điện tử và lỗ trống, $\hbar\omega_t$ là năng lượng của laser dò; $\hbar\omega_p$ là năng lượng laser bơm và $\hbar\Delta\omega$ là độ lệch cộng hưởng.

Ta có Hamiltonian mô tả tương tác của điện tử với trường điện từ được viết dưới dạng [17]:

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

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

Khi có tác dụng của laser bơm, điện tử nằm trong trạng thái được mô tả bởi hàm sóng tái chuẩn hóa có dạng như sau

$$\Pi_{\text{mix}}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar} E_{100}^e t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar} E_{110}^e t} \right) \Pi_{100}^e(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\Omega_R \hbar} \left(e^{-\frac{i}{\hbar} E_{110}^e t} - e^{-\frac{i}{\hbar} E_{100}^e t} \right) \Pi_{110}^e(\vec{r}), \quad (10)$$

trong đó

$$\begin{cases} \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \hbar\omega_{21} = E_{110}^e - E_{100}^e, \end{cases} \quad \begin{cases} \Omega_R = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2 + \frac{|V_{21}|^2}{\hbar^2}}, \\ \Delta\omega = \omega_p - \omega_{21}, \end{cases} \quad (11)$$

và V_{21} là yếu tố ma trận chuyển dời vùng giữa các mức của điện tử E_{100}^e và E_{110}^e và được xác định như sau

$$V_{21} = \frac{qA_p}{m_0 i \omega_p} \frac{m_e^*}{\hbar} A_{110}^* A_{100} (E_{110}^e - E_{100}^e) 2\pi f^4 \times$$

$$\times \int_{-1}^{\xi+1} \int_{-1}^{\xi} \xi \eta (\xi^2 - \eta^2) J_{10}^{(1)*}(h, \xi) S_{10}^{(1)*}(h, \eta) J_{00}^{(1)}(h, \xi) S_{00}^{(1)}(h, \eta) d\xi d\eta, \quad (13)$$

trong đó A_p và ω_p lần lượt là cường độ và tần số của laser bơm.

Phổ năng lượng tương ứng với hàm sóng (10) gồm bốn mức như sau

$$\begin{cases} E_{100}^{e+} = E_{100}^e + \hbar \alpha_1 \\ E_{100}^{e-} = E_{100}^e - \hbar \alpha_2 \end{cases}, \quad (14)$$

và

$$\begin{cases} E_{110}^{e+} = E_{110}^e + \hbar \alpha_2 \\ E_{110}^{e-} = E_{110}^e - \hbar \alpha_1 \end{cases}. \quad (15)$$

2.2. Phổ hấp thụ của exciton khi không có tác dụng của laser bơm

Trong nghiên cứu này, chúng tôi khảo sát mô hình hệ ba mức trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuận, trong đó mức thấp nhất có năng lượng $E_0 = E_{100}^h$ tương ứng với trạng thái lượng tử hóa đầu tiên của lỗ trống trong vùng hóa trị, hai mức còn lại có năng lượng $E_1 = E_{100}^e$ và $E_2 = E_{110}^e$ tương ứng với hai trạng thái lượng tử hóa thấp nhất của điện tử như được minh họa trong hình 2.

Theo quy tắc lựa chọn của chuyển dời quang trong chấm lượng tử thì chuyển dời quang chỉ xảy ra đối với cặp mức năng lượng thấp nhất của cặp lỗ trống và điện tử. Đầu tiên, chúng tôi xét trường hợp không có tác dụng của laser bơm, thì yếu tố ma trận của chuyển dời quang exciton chỉ tồn tại chuyển dời được phép giữa hai mức E_0 và E_1 . Đây là sự chuyển dời liên vùng với trạng thái đầu và trạng thái cuối được mô tả như sau

$$\begin{cases} |0\rangle \equiv \Pi_{100}^h(\vec{r}, t) = u_v(\vec{r}) \Psi_{100}^h(\vec{r}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_0 t} \\ |1\rangle \equiv \Pi_{100}^e(\vec{r}, t) = u_c(\vec{r}) \Psi_{100}^e(\vec{r}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} \end{cases}. \quad (16)$$

Dưới tác dụng của laser dò yếu tố ma trận của chuyển dời giữa hai mức lượng tử hóa của điện tử và lỗ trống là

$$T_{10} = \langle 1 | \hat{H}_{\text{int}} | 0 \rangle. \quad (17)$$

Thay dạng của $\hat{H}_{\text{int}}$ ở phương trình (9) vào phương trình (17) ta thu được biểu thức của yếu tố ma trận chuyển dời khi không có tác dụng của laser bơm như sau

$$T_{10} = \frac{eA_t p_{cv}}{m_0 i \omega_t} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 - E_0 - \hbar \omega_t)t}, \quad (18)$$

trong đó, A_t và ω_t là biên độ và tần số của laser dò; p_{cv} là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị và có dạng

$$p_{cv} = \langle u_c(\vec{r}) | \vec{n} \hat{p} | u_v(\vec{r}) \rangle. \quad (19)$$

Phổ hấp thụ của exciton được xác định thông qua biểu thức của tốc độ chuyển dời như sau [18]

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar \omega_t), \quad (20)$$

trong đó, T_{fi} là yếu tố ma trận chuyển dời quang giữa trạng thái đầu i và trạng thái cuối f ; E_i và E_f là các mức năng lượng tương ứng của trạng thái đầu và trạng thái cuối.

Từ các phương trình (18) và (20), chúng tôi tìm được biểu thức của tốc độ chuyển dời như sau

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \delta(E_1 - E_0 - \hbar \omega_t). \quad (21)$$

Áp dụng công thức hàm dạng Lorentz [19]

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{x^2 + \Gamma^2}, \quad (22)$$

ta viết lại phương trình (21) như sau

$$W_0 = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{dot} - \hbar \omega_t)^2 + \Gamma^2}, \quad (23)$$

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

2. 3. Phổ hấp thụ của exciton khi có tác dụng của laser bơm

Trong trường hợp có tác dụng của laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng của điện tử, thì yếu tố ma trận cho chuyển dời quang giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái tái chuẩn hóa được xác định như sau

$$T_{mix,0} = \langle \Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int} | \Pi_{100}^h(\vec{r}, t) \rangle = -\frac{qA_t e^{-i\omega_t t}}{m_0 i \omega_t} \langle \Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) | \vec{n} \hat{p} | \Pi_{100}^h(\vec{r}, t) \rangle, \quad (24)$$

hay

$$T_{\text{mix},0} = -\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 i \omega_t} \left[\frac{1}{2\Omega_R} (\alpha_1 e^{i\alpha_2 t} + \alpha_2 e^{i\alpha_1 t}) \right]^* e^{\frac{i}{\hbar}(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t)t}, \quad (25)$$

với

$$E_g^{\text{dot}} = E_1 - E_0. \quad (26)$$

Tiếp theo, thực hiện tính toán một cách tương tự như trường hợp không có tác dụng của laser bơm, biểu thức của tốc độ chuyển dời liên vùng từ mức năng lượng của lỗ trống lên mức tái chuẩn hóa của điện tử dưới tác dụng của laser bơm cộng hưởng có dạng như sau

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t - \hbar\alpha_2) + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t + \hbar\alpha_1) \right]. \quad (27)$$

Áp dụng công thức hàm dạng Lorentz, biểu thức gần đúng của tốc độ chuyển dời trong trường hợp có tác dụng của laser bơm được viết lại dưới dạng

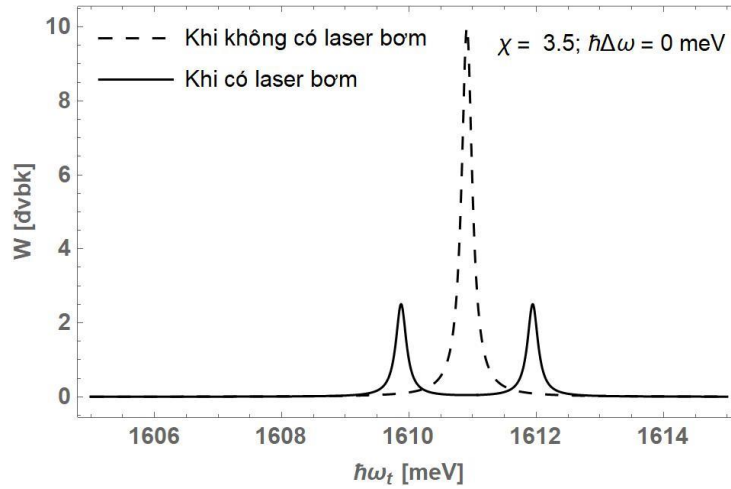
$$W = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{eA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t - \hbar\alpha_2)^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_g^{\text{dot}} - \hbar\omega_t + \hbar\alpha_1)^2 + \Gamma^2} \right]. \quad (28)$$

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Để làm rõ hơn các kết quả thu được ở trên, trong mục này chúng tôi thực hiện tính số đối với tốc độ chuyển dời trong hai trường hợp: khi không có và khi có tác dụng của laser bơm trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As. Các thông số được sử dụng để tính số như sau [20]: Khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống trong vật liệu chấm GaAs là $m_e = 0.067m_0$ và $m_h = 0.51m_0$; độ rộng vùng cấm của vật liệu chấm là $E_g = 1424$ meV; biên độ của laser bơm được chọn là $A_p = 4 \times 10^4$ V/cm và độ rộng phổ được chọn là $\Gamma = 0.1$ meV. Bên cạnh đó, bài báo khảo sát cấu trúc chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần, đây là một cấu trúc thấp chiều nên độ dài của các trục lớn $2c$ và trục bé $2a$ phải được chọn sao cho nhỏ hơn bán kính Bohr của exciton khối trong vật liệu làm chấm GaAs. Vì vậy, chúng tôi đã chọn độ dài bán trục nhỏ là $a = 50$ Å để thực hiện tính số trong mục này; còn độ dài bán trục lớn sẽ tùy thuộc vào việc chọn giá trị của χ ($c = \chi \cdot a$). Chúng tôi chọn dị cấu trúc GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As bởi vì chúng là cơ sở của nhiều thiết bị bán dẫn và có thể được ứng dụng để chế tạo các thiết bị hồng ngoại hiện đại, có thể được ứng dụng làm các cửa sổ quang học trong các hệ quang cũng như các linh kiện điện tử với dòng làm việc có thể điều chỉnh bởi việc pha tạp.

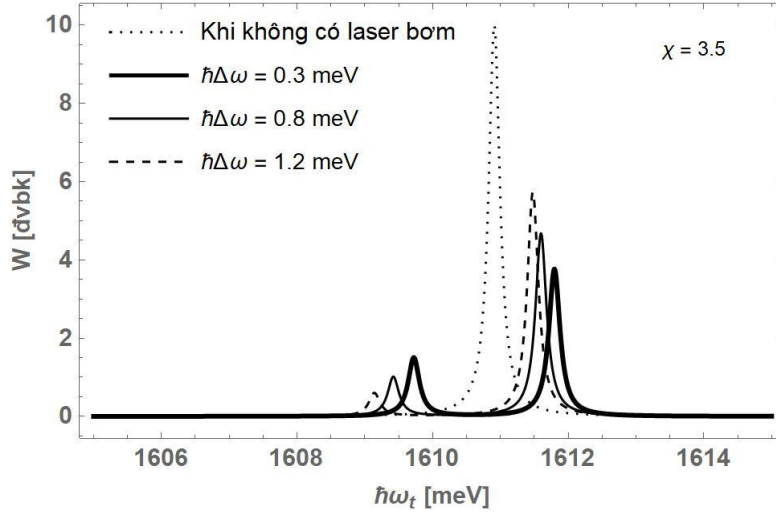
Hình 3 mô tả sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời theo năng lượng của photon trong trường hợp không có tác dụng của laser bơm và có tác dụng của laser bơm trong

chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần với tỉ số của các bán trục $\chi = 3.5$. Từ hình vẽ ta thấy rằng, khi không có laser bơm thì phổ hấp thụ của exciton chỉ thu được một đỉnh. Tuy nhiên, khi chiếu một laser bơm cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì đồ thị xuất hiện hai đỉnh của exciton trong phổ hấp thụ. Hai đỉnh này nằm đối xứng hai bên đối với đỉnh gốc, lúc chưa có tác dụng của laser bơm. Kết quả này tương tự như kết quả tìm được trong chấm lượng tử hình cầu [12]. So sánh các kết quả tìm được trong hai chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần và chấm lượng tử hình cầu, chúng tôi thấy chúng có sự tương đồng, bởi vì cả hai chấm lượng tử hình cầu và hình ê-líp dạng thuần đều thuộc hệ chuẩn không chiều.



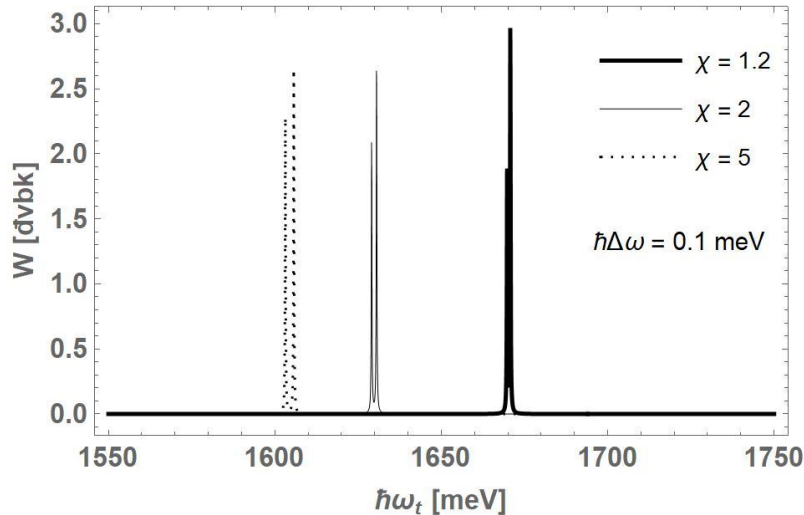
Hình 3. Sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào năng lượng của photon trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần với tỉ số của các bán trục $\chi = 3.5$ trong hai trường hợp: không có tác dụng của laser bơm (đường đứt nét) và có tác dụng của laser bơm (đường liền nét) với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0 \text{ meV}$.

Tiếp theo chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời theo năng lượng photon trong trường hợp không có tác dụng của laser bơm và có tác dụng của laser bơm với các độ lệch cộng hưởng khác nhau $\hbar\Delta\omega = 0.3 \text{ meV}$, $\hbar\Delta\omega = 0.8 \text{ meV}$, và $\hbar\Delta\omega = 1.2 \text{ meV}$ trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần với tỉ số $\chi = 3.5$ như được chỉ ra ở hình 4. Từ hình vẽ, chúng tôi thấy rằng trong các trường hợp có tác dụng của laser bơm đều xuất hiện hai đỉnh của exciton trong phổ hấp thụ. Độ cao của hai đỉnh hấp thụ là khác nhau và phụ thuộc vào độ lệch cộng hưởng. Khi độ lệch cộng hưởng thay đổi thì độ cao của hai đỉnh hấp thụ cũng thay đổi theo, độ lệch cộng hưởng càng tăng thì độ cao của một đỉnh hấp thụ càng lúc càng tăng trong khi đỉnh còn lại càng lúc càng giảm đi. Càng 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 của đỉnh gốc.



Hình 4. Sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào năng lượng photon trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần với tỉ số các bán trục $\chi = 3.5$ trong trường hợp không có laser bơm (đường chấm chấm) và có laser bơm với các độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0.3\text{ meV}$ (đường liền nét đậm), $\hbar\Delta\omega = 0.8\text{ meV}$ (đường liền nét mảnh) và $\hbar\Delta\omega = 1.2\text{ meV}$ (đường đứt nét).

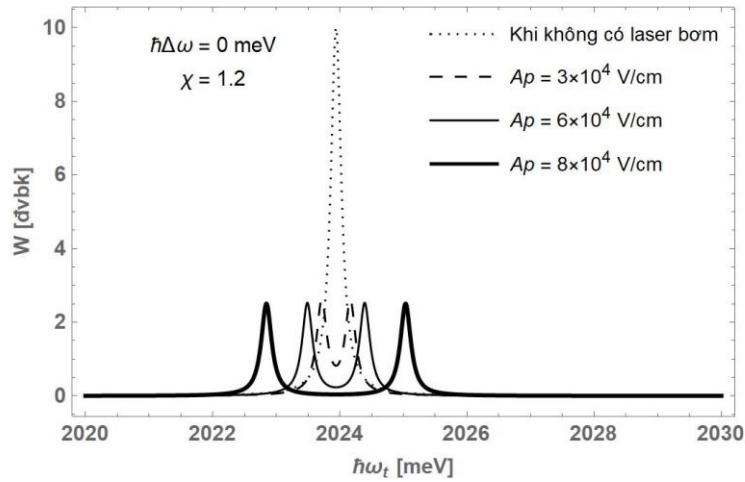
Hình 5 mô tả sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào năng lượng photon ứng với các giá trị khác nhau của tỉ số các bán trục $\chi = 1.2$, $\chi = 2$ và $\chi = 5$ trong trường hợp có tác dụng của laser bơm với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0.1\text{ meV}$. Trong cả ba trường hợp đều xuất hiện hai đỉnh hấp thụ exciton trong phổ hấp thụ của exciton. Bên cạnh đó, khi tăng giá trị của tỉ số χ thì cả hai đỉnh hấp thụ dịch chuyển nhanh về vùng năng lượng thấp. Do đó, việc thay đổi các tính chất quang của các cấu trúc chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần có thể điều khiển thông qua việc thay đổi hai tham số bán trục nhỏ và bán trục lớn tồn tại trong cấu trúc chấm lượng tử này.



Hình 5. Sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào năng lượng photon ứng với các giá trị tỉ số các bán trục khác nhau $\chi = 1.2$ (đường liền nét đậm), $\chi = 2$ (đường liền nét mảnh) và $\chi = 5$

(đường chấm chấm) trong trường hợp có tác dụng của laser bơm với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0.1 \text{ meV}$.

Hình 6 chỉ ra phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần khi không có và khi có tác dụng của laser bơm với các giá trị khác nhau của biên độ laser bơm $A_p = 3 \times 10^4 \text{ V/cm}$; $A_p = 6 \times 10^4 \text{ V/cm}$ và $A_p = 8 \times 10^4 \text{ V/cm}$ trong trường hợp $\chi = 1.2$ và độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0 \text{ meV}$. Từ hình vẽ, chúng tôi thấy rằng, khi tăng biên độ của laser bơm thì khoảng cách giữa hai đỉnh hấp thụ cũng tăng theo nhưng hai đỉnh hấp thụ này vẫn nằm đối xứng với nhau so với đỉnh gốc tuân theo định luật bảo toàn năng lượng.



Hình 6. Sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào năng lượng photon trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần trong trường hợp không có laser bơm (đường chấm chấm) và có laser bơm với các giá trị biên độ laser bơm khác nhau $A_p = 3 \times 10^4 \text{ V/cm}$ (đường đứt nét), $A_p = 6 \times 10^4 \text{ V/cm}$ (đường liền nét mảnh), $A_p = 8 \times 10^4 \text{ V/cm}$ (đường liền nét đậm) trong trường hợp $\chi = 1.2$ và độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0 \text{ meV}$.

4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này chúng tôi đã khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong một hệ ba mức trong chấm lượng tử hình ê-líp dạng thuần GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As. Chúng tôi đã sử dụng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa để tìm hàm sóng của các exciton khi có một sóng bơm cộng hưởng và sau đó tính toán tốc độ chuyển dời của exciton để khảo sát phổ hấp thụ exciton trong cấu trúc chấm lượng tử này. Khi có tác dụng của sóng bơm thì kết quả xuất hiện hai đỉnh hấp thụ của exciton trong phổ hấp thụ. Bên cạnh đó, phổ hấp thụ của exciton phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng của sóng bơm, cường độ của laser bơm cũng như giá trị tỉ số các bán trục χ của chấm lượng tử.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. B. Talluri, E. Prasad, T. Thomas (2018), Critical role of surfactants in the formation of digestively-ripened, ultra-small ($r < 2$ nm) copper oxide quantum dots, *Superlattices and Microstructures*, Vol. 116, pp. 122-130.
- [2]. S. Kaur, S. Sharma, A. Umar, S. Singh, S. K. Mehta and S. K. Kansal (2017), Solar light driven enhanced photocatalytic degradation of brilliant green dye based on ZnS quantum dots, *Superlattices and Microstructures*, Vol. 103, pp. 365–375.
- [3]. A. Mehramiz, J. Mahmoodi, and S. Sobhanian (2010), Approximation method for a spherical bound system in the quantum plasma, *Physics of Plasmas*, Vol. 17, pp. 082110 (1-6).
- [4]. D. Kandi, S. Martha, K.M. Parida (2017), Quantum dots as enhancer in photocatalytic hydrogen evolution: A review, *International Journal of Hydrogen Energy*, pp. 1-15.
- [5]. K. Li, K. Guo, L. Liang (2016), Effect of the shape of quantum dots on the refractive index changes, *Physica B*, Vol. 502, pp. 146–150.
- [6]. J. Fang, Z. Zhou, M. Xiao, Z. Lou, Z. Wei, G. Shen (2019), Recent advances in low-dimensional semiconductor nanomaterials and their applications in high-performance photodetectors, *InfoMat.*, pp. 1–27.
- [7]. L. Aderras, E. Feddi, A. Bah, F. Dujardin, and C. A. Duque (2017), On the electronic states in lens-shaped quantum dots, *Phys. Status Solidi B*, pp. 1700144 (1-8).
- [8]. Jose Luis Pura (2023), Optical and Electrical Properties of Low-Dimensional Crystalline Materials: A Review, *Crystals*, Vol. 13, pp. 1-18.
- [9]. Q. Ye (1991), R. Tsu, and E. H. Nicollian, Resonant tunneling via microcrystalline-silicon quantum confinement, *Physical Review B*, Vol. 44, no. 4, pp. 1806-1811.
- [10]. V. A. Harutyunyan, E. M. Kazaryan, A. A. Kostanyan, H. A. Sarkisyan (2007), Interband transitions in cylindrical layer quantum dot: Influence of magnetic and electric fields, *Physica E*, Vol. 36, pp. 114-118.
- [11]. C.-H. Liu, B.-R. Xu (2008), Theoretical study of the optical absorption and refraction index change in a cylindrical quantum dot, *Physics Letters A*, Vol. 372, pp. 888-892.
- [12]. Dinh Nhu Thao, Le Thi Ngoc 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(1-8).
- [13]. L. Liang and W. Xie (2015), Influence of the shape of quantum dots on their optical absorptions", *Physica B*, vol. 462, pp. 15-17.
- [14]. V. I. Boichuk, V. B. Hol'skyi, R. Yu. Kubay, R. I. Lukin (2008), The electron energy spectrum in an ellipsoidal quantum dot with regard for finite band gap at the interface, *Ukrainian Journal of Physics*, Vol. 53, no. 6, pp. 574-578.
- [15]. G. Cantele, D. Ninno, and G. Iadonisi (2000), Confined states in ellipsoidal quantum dots, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 12, pp. 9019-9036.
- [16]. F. Dujardin, E. Feddi, and E. Assaid (2018), Excitonic binding energy in prolate and oblate spheroidal quantum dots, *Superlattices and Microstructures*, Vol. 114, pp. 296-304.

- [17]. L. Bányai and S. W. Koch: *Semiconductor Quantum Dots* (World Scientific, Singapore) 1st ed., Chap. 1, a) p. 5; b) pp. 11-15; c) p. 117, 1993.
- [18]. F. Schwabl (2007), *Quantum Mechanics*, Springer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 4th ed. edition.
- [19]. V. Balakrishnan, "All about the Dirac delta function(?)," *Resonance*, vol. 8, no. 8, pp. 48-58, 2003.
- [20]. W. Nakwaski (1995). Effective masses of electrons and heavy holes in GaAs, InAs, AlAs and their ternary compounds. *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 210(1), pp. 1-25.

STUDY ON THE EXCITON ABSORPTION SPECTRA IN THE GaAs/AlGaAs PROLATE ELLIPSOIDAL QUANTUM DOTS

Le Thi Ngoc Bao^{1*}, Le Thi Dieu Hien¹, Le Phuoc Dinh¹, Dinh Nhu Thao²

¹University of Sciences, Hue University

²University of Education, Hue University

*Email: ltnbao@husc.edu.vn

ABSTRACT

In this paper, we investigate the absorption spectra of excitons in a three-level system model in a prolate ellipsoidal GaAs/AlGaAs quantum dot using the wavefunction renormalization method. First, we assume the presence of a pump laser with an energy close to the energy difference between the two quantized energy levels of the electron, which is applied to the system. We then use a probe laser to study the possible transitions within the system. As a result, we observe a splitting of the interband absorption lines in the exciton absorption spectrum. Additionally, we also explore the dependence of the exciton absorption spectra on the resonance detuning, photon energy, and the size of the quantum dot.

Keywords: Quantum dot, Absorption spectrum, Prolate ellipsoidal shape.



Lê Thị Ngọc Bảo sinh ngày 31/10/1983 tại Huế. Năm 2006, bà tốt nghiệp Cử nhân khoa học ngành Vật lý tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 2009, bà tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Năm 2020, nhận bằng Tiến sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Từ năm 2006 đến nay, bà là giảng viên của Khoa Vật lý, nay là Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật lý lý thuyết và vật lý toán.



Lê Thị Diệu Hiền sinh ngày 03/02/1989 tại thành phố Huế. Năm 2011, bà tốt nghiệp cử nhân ngành Vật lý Tiên tiến tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Năm 2013, bà tốt nghiệp thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Năm 2023 tốt nghiệp Tiến sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế. Bà giảng dạy tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.



Lê Phước Định sinh ngày 15/10/1991 tại Thành phố Huế. Năm 2014, ông tốt nghiệp cử nhân ngành Vật lý Chất rắn tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 2017, ông tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý Chất rắn và hiện nay công tác tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.



Đinh Như Thảo sinh ngày 17/02/1975 tại thành phố Hải Dương. Năm 1997, ông tốt nghiệp Cử nhân khoa học ngành Vật lý tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế. Năm 1999, ông tốt nghiệp Thạc sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết và Vật lý toán tại Viện Vật lý, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam. Năm 2004, ông tốt nghiệp Tiến sĩ chuyên ngành Khoa học vật liệu tại Viện Khoa học và Công nghệ Tiên tiến Nhật Bản (JAIST). Năm 2013, ông được bổ nhiệm chức danh PGS. Từ năm 2005 đến nay ông giảng dạy tại Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật lý lý thuyết và vật lý toán.