

NGHIÊN CỨU LÝ THUYẾT HIỆU ỨNG STARK QUANG HỌC BA MỨC CỦA EXCITON TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ DẠNG ĐĨA $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$

Lê Thị Diệu Hiền¹, Lê Thị Ngọc Bảo¹, Lê Phước Định¹, Đinh Như Thảo^{2*}

¹ Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

² Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

*Email: dnthao@hueuni.edu.vn, lehien32@husc.edu.vn

Ngày nhận bài: 02/10/2024; ngày hoàn thành phản biện: 8/10/2024; ngày duyệt đăng: 01/11/2024

TÓM TẮT

Trong bài báo này, hiệu ứng Stark quang học ba mức của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ với thế parabol được nghiên cứu bằng lý thuyết hàm sóng tái chuẩn hóa. Bằng việc áp dụng mô hình hệ ba mức gồm hai mức lượng tử hóa đầu tiên của điện tử được liên kết bởi một sóng bom mạnh cộng hưởng và mức lượng tử hóa thấp nhất của lỗ trống, chúng tôi đã quan sát thấy dấu hiệu tồn tại hiệu ứng Stark quang học của exciton thông qua sự xuất hiện hai đỉnh hấp thụ riêng biệt trong phổ hấp thụ của exciton. Ngoài ra, ảnh hưởng mạnh của bán kính chấm lượng tử, độ lệch cộng hưởng của sóng bom và tần số giam giữ của hệ lên hiệu ứng Stark quang học của exciton cũng được khảo sát chi tiết.

Từ khóa: hiệu ứng Stark quang học, phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa, chấm lượng tử dạng đĩa.

1. MỞ ĐẦU

Các cấu trúc bán dẫn thấp chiều là cơ sở của nhiều thiết bị bán dẫn vẫn đang tiếp tục được nghiên cứu và ứng dụng. Nhờ sự ra đời của các kỹ thuật tiên tiến mà người ta đã tạo ra được các hệ vật liệu bán dẫn thấp chiều đáp ứng các tiêu chuẩn cần thiết để sản xuất các thiết bị hiện đại. Chấm lượng tử là một trong những cấu trúc thấp chiều sở hữu nhiều tính chất đặc biệt đã gây được sự chú ý của các nhà khoa học. Cùng với các tính chất vật lý độc đáo do hiệu ứng lượng tử hóa kích thước theo cả ba chiều trong không gian mang lại, sự phong phú về hình dạng và kích thước đã giúp cho chấm lượng tử trở thành một đối tượng hoàn hảo trong nhiều ứng dụng khác nhau, bao gồm tính toán lượng tử [1], laser [2], cảm biến sinh học [3], điều trị y học [4] và là thành phần trong các thiết bị quang điện tử như đèn LED [5] và pin mặt trời [6]. Chấm lượng tử bán dẫn dạng đĩa là một trong những cấu trúc đặc biệt có hình dạng phẳng và dẹt, trong đó sự giam

chấm lượng tử chủ yếu xảy ra theo hướng thẳng đứng. Nhờ hình dạng độc đáo của chấm lượng tử dạng đĩa cho phép kiểm soát cụ thể các tính chất điện tử và quang học của chúng, làm cho chúng trở nên có giá trị trong các ứng dụng công nghệ tiên tiến [7], [8].

Trong các cấu trúc bán dẫn thấp chiều, người ta đã quan sát được sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học của exciton khi chiếu một xung laser bơm cường độ mạnh lên hệ. Hiệu ứng này là kết quả của sự tương tác giữa các trạng thái exciton mà biểu hiện của nó là sự phân tách và dịch chuyển phổ hấp thụ của exciton [9]. Sẽ dĩ có một số lượng rất lớn các công trình lý thuyết và thực nghiệm dành cho hiệu ứng này do tiềm năng ứng dụng của nó đối với các thiết bị quang học phi tuyến cực nhanh như cổng quang học [10], [11] và công tắc quang học siêu nhanh [12]. Đặc biệt, mối liên hệ giữa hiệu ứng Stark quang học của exciton, hiệu ứng Stark quang học của nguyên tử và hiệu ứng polariton là khá cơ bản để chúng ta có thể hiểu về tương tác giữa photon và các chất bán dẫn.

Trong công trình này, chúng tôi áp dụng lý thuyết hàm sóng tái chuẩn hóa để nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học ba mức trong chấm lượng tử dạng đĩa $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ với thế parabol. Bài báo gồm có ba phần chính được tổ chức như sau. Trong phần 2 chúng tôi trình bày mô hình lý thuyết và các phương trình cơ bản. Tiếp theo, phần 3 trình bày các kết quả và thảo luận liên quan. Cuối cùng, các kết luận được trình bày trong phần 4.

2. MÔ HÌNH VÀ LÝ THUYẾT

2.1. Hàm sóng và các mức năng lượng của điện tử và lỗ trống trong chấm lượng tử dạng đĩa

Trong nghiên cứu này, chúng tôi xét trạng thái của một điện tử được giam giữ trong một chấm lượng tử dạng đĩa có bán kính R với thế giam giữ của hệ được chọn như sau

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2} m_e^* \omega_0^2 r^2, \quad (1)$$

trong đó ω_0 là tần số của thế giam giữ, m_e^* là khối lượng hiệu dụng của điện tử và r là khoảng cách từ vị trí của hạt đến tâm của chấm.

Hàm sóng bao mô tả trạng thái của điện tử và lỗ trống trong chấm lượng tử dạng đĩa theo phương giam giữ có thể được viết như sau

$$\Psi_{nm}^{e,h}(\vec{r}) = \Psi_{nm}^{e,h}(r, \varphi) = \sqrt{\frac{n!}{n! \Gamma(n+m+1)}} k_2^{\frac{m+1}{2}} e^{\frac{-k_2 r^2}{2}} r^m L_n^m(k_2 r^2) e^{im\varphi}. \quad (2)$$

Để nghiên cứu hiệu ứng Stark quang học của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa, chúng tôi áp dụng mô hình hệ ba mức của điện tử và lỗ trống bao gồm hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử E_{00}^e và E_{01}^e và mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của lỗ trống E_{00}^h (hình 1.a).

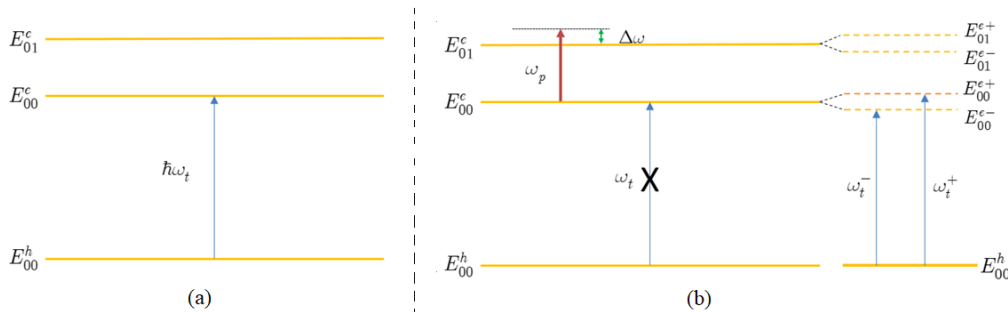
Nếu chọn gốc tính thế năng tại đỉnh vùng hóa trị, các mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử và lỗ trống được cho bởi

$$\begin{cases} E_{00}^h = \hbar\omega_0, \\ E_{00}^e = E_g + \hbar\omega_0, \\ E_{01}^e = E_g + 2\hbar\omega_0. \end{cases} \quad (3)$$

Các hàm sóng phụ thuộc vào thời gian tương ứng với các mức năng lượng ở phương trình (3) của các hạt tải được xác định như sau

$$\begin{cases} \Pi_{00}^h(\vec{r}, t) = u_v(\vec{r}) \Psi_{00}^h e^{-\frac{i}{\hbar} E_{00}^h t}, \\ \Pi_{00}^e(\vec{r}, t) = u_c(\vec{r}) \Psi_{00}^e e^{-\frac{i}{\hbar} E_{00}^e t}, \\ \Pi_{01}^e(\vec{r}, t) = u_c(\vec{r}) \Psi_{01}^e e^{-\frac{i}{\hbar} E_{01}^e t}. \end{cases} \quad (4)$$

với c, v là các kí hiệu chỉ vùng dẫn và vùng hóa trị tương ứng; $u_{c,v}(\vec{r})$ là hàm Bloch tại lân cận tâm vùng Brillouin.



Hình 1: Sơ đồ hệ ba mức năng lượng: a) Khi chưa có sóng bơm, hệ gồm E_{00}^h là mức của lỗ trống, E_{00}^e và E_{01}^e là hai mức của điện tử. Sóng dò ω_t tìm được một chuyển dời liên vùng từ mức E_{00}^h lên mức E_{00}^e . b) Khi có sóng bơm ω_p , mức E_{00}^e bị tách thành hai mức E_{00}^{e-} và E_{00}^{e+} ; mức E_{01}^e bị tách thành hai mức E_{01}^{e-} và E_{01}^{e+} . Sóng dò ω_t tìm thấy hai chuyển dời liên vùng từ mức E_{00}^h lên mức E_{01}^{e-} và từ mức E_{00}^h lên mức E_{01}^{e+} .

2.2. Phổ hấp thụ của exciton trước khi bật sóng bơm

Sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học của exciton được xác định thông qua phổ hấp thụ của exciton. Mặt khác, phổ hấp thụ của exciton phụ thuộc vào tốc độ chuyển dời quang giữa các mức của lỗ trống và điện tử. Do đó, chúng ta cần đưa ra được biểu

thức của tốc độ chuyển dời quang liên vùng thông qua yếu tố ma trận chuyển dời quang giữa mức thấp nhất của lỗ trống lên các mức kích thích của điện tử. Đối với trường hợp hệ chỉ chịu tác dụng của một laser dò có năng lượng phù hợp $\hbar\omega_t$, theo qui tắc lọc lựa đối với cấu trúc chấm lượng tử thì chỉ tồn tại một chuyển dời quang liên vùng từ mức thấp nhất của lỗ trống E_{00}^h lên mức thấp nhất của điện tử E_{00}^e (hình 1.a). Do đó, yếu tố ma trận chuyển dời quang liên vùng giữa hai mức này được xác định bởi công thức

$$T_0 = \langle \Pi_{00}^e \vec{r}, t | \hat{H}_{int}^t | \Pi_{00}^h \vec{r}, t \rangle = -\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 i\omega_t} e^{\frac{i}{\hbar} E_{00}^e - E_{00}^h - \hbar\omega_t t}, \quad (5)$$

trong đó p_{cv} là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị được cho bởi phương trình sau

$$p_{cv} = \langle u_c \vec{r} | \hat{n} \cdot \hat{p} | u_v \vec{r} \rangle, \quad (6)$$

và $\hat{H}_{int}^t$ mô tả tương tác giữa điện tử với trường laser dò có thể được viết dưới dạng

$$\hat{H}_{int}^t = -\frac{q}{m_0} \frac{A_t e^{-i\omega_t t}}{i\omega_t} \vec{n} \cdot \hat{p}. \quad (7)$$

Theo qui tắc vàng Fermi, biểu thức tốc độ chuyển dời quang liên vùng từ mức thấp nhất của lỗ trống lên mức thấp nhất của điện tử khi không có mặt của laser bơm được đưa ra bởi

$$W_0 = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{00}^e - E_{00}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

trong đó Γ là độ rộng vạch phổ được đưa vào một cách hiện tượng luận.

2.3. Hàm sóng và các mức năng lượng của điện tử khi có mặt của sóng bơm

Để khảo sát hiệu ứng Stark quang học ba mức của exciton, chúng ta cần xét đến cả hai loại chuyển dời: chuyển dời quang nội vùng giữa các mức của điện tử dưới tác dụng của một laser bơm mạnh và chuyển dời quang liên vùng giữa mức thấp nhất của lỗ trống với mức thấp nhất của điện tử dưới tác dụng của một sóng dò có cường độ yếu hơn.

Đầu tiên, chúng tôi sẽ đưa ra biểu thức của yếu tố ma trận chuyển dời quang nội vùng giữa hai mức E_{00}^e và E_{01}^e của điện tử dưới tác dụng của một sóng bơm mạnh cộng hưởng với hai mức này. Một sóng dò yếu xác định các chuyển dời liên vùng từ mức của lỗ trống lên các mức của điện tử. Các sóng điện tử được chọn như sau

$$\vec{E}(t) = \vec{n} A_x e^{-i\omega_x t}, \quad (9)$$

trong đó $\vec{n}$ là vectơ đơn vị chỉ hướng truyền sóng, kí hiệu $x = p$ chỉ sóng bơm, $x = t$ chỉ sóng dò, A_x và ω_x là biên độ và tần số của các sóng tương ứng.

Bằng cách áp dụng chuẩn Gauge và giả sử rằng cường độ trường điện từ không quá mạnh để loại bỏ các số hạng bậc cao, Hamiltonian tương tác giữa điện tử và trường sóng bơm có thể được xác định bởi biểu thức sau

$$\hat{H}_{int}^p = -\frac{q}{m_0} \frac{A_p e^{-i\omega_p t}}{i\omega_p} \hat{n} \cdot \hat{p} = V_p e^{-i\omega_p t}, \quad (10)$$

trong đó

$$V_p = V_p^* = -\frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \hat{n} \cdot \hat{p}, \quad (11)$$

với A_p và ω_p lần lượt là biên độ và tần số của sóng bơm. Yếu tố ma trận chuyển dời quang giữa hai mức E_{00}^e và E_{01}^e của điện tử được xác định bởi

$$v_{10} = \langle u_c(\vec{r}) \Psi_{01}^e(\vec{r}) | \hat{H}_{int}^p | u_c(\vec{r}) \Psi_{00}^e(\vec{r}) \rangle. \quad (12)$$

Thay phương trình (10) vào phương trình (12), ta có

$$v_{10} = \langle u_c(\vec{r}) \Psi_{01}^e(\vec{r}) | V_p | u_c(\vec{r}) \Psi_{00}^e(\vec{r}) \rangle e^{-i\omega_p t} \equiv V_{10} e^{-i\omega_p t}, \quad (13)$$

trong đó

$$\begin{aligned} V_{10} &= \langle u_c(\vec{r}) \Psi_{01}^e(\vec{r}) | V_p | u_c(\vec{r}) \Psi_{00}^e(\vec{r}) \rangle \\ &= -\frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \langle \Psi_{01}^e(\vec{r}) | \hat{n} \cdot \hat{p} | \Psi_{00}^e(\vec{r}) \rangle \\ &= \frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \frac{m_e^*}{\hbar} (E_{01}^e - E_{00}^e) \langle \Psi_{01}^e | \vec{r} | \Psi_{00}^e \rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

Chúng tôi giả sử rằng sóng bơm chiếu tới được phân cực tuyến tính dọc theo trục Oz. Do đó, yếu tố ma trận chuyển dời quang nội vùng ở biểu thức (14) có thể được viết lại như sau

$$V_{10} = \frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \frac{m_e^*}{\hbar} (E_{01}^e - E_{00}^e) \times \int_0^R k_2^{3/2} e^{-k_2 r^2} L_0^1(k_2 r^2) L_0(k_2 r^2) r^3 dr. \quad (15)$$

Khi hệ được kích thích bởi một sóng bơm cường độ cao và cộng hưởng với khoảng cách giữa hai mức năng lượng tử hóa đầu tiên của điện tử thì điện tử lúc này sẽ ở trạng thái chồng chất được biểu thị bằng hàm sóng tái chuẩn hóa có dạng sau

$$\Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar} E_{00}^e t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar} E_{00}^e t} \right) u_c(\vec{r}) \Pi_{00}^e(\vec{r}) - \frac{V_{10}}{2\hbar\Omega_R} \left(e^{-\frac{i}{\hbar} E_{01}^e t} - e^{-\frac{i}{\hbar} E_{01}^e t} \right) u_c(\vec{r}) \Pi_{01}^e(\vec{r}), \quad (16)$$

với

$$\begin{cases} \Omega_R = \left[\frac{\Delta\omega^2}{4} + \frac{|V_{10}|^2}{\hbar^2} \right]^{1/2}, \\ \Delta\omega = \omega_p - \frac{E_{01}^e - E_{00}^e}{\hbar}, \end{cases} \quad \text{và} \quad \begin{cases} \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2}, \end{cases} \quad (17)$$

Từ phương trình (16), chúng ta thấy rằng dưới tác dụng của sóng bơm thì phổ năng lượng lượng tử hóa của điện tử bao gồm bốn mức trong đó hai mức E_{00}^{e-} và E_{00}^{e+} được tách ra từ mức E_{00}^e , hai mức E_{01}^{e-} và E_{01}^{e+} được tách ra từ mức E_{01}^e (xem hình 1b). Bốn mức năng lượng mới này được xác định bởi các biểu thức sau

$$\begin{cases} E_{00}^{e-} = E_{00}^e - \hbar\alpha_2, \\ E_{00}^{e+} = E_{00}^e + \hbar\alpha_1, \end{cases} \quad (18)$$

và

$$\begin{cases} E_{01}^{e-} = E_{01}^e - \hbar\alpha_1, \\ E_{01}^{e+} = E_{01}^e + \hbar\alpha_2. \end{cases} \quad (19)$$

Từ các phương trình (17), (18) và (19), ta có

$$\begin{cases} E_{00}^{e+} - E_{00}^{e-} = 2\hbar\Omega_R, \\ E_{01}^{e+} - E_{01}^{e-} = 2\hbar\Omega_R. \end{cases} \quad (20)$$

2.4. Phổ hấp thụ của exciton sau khi bật sóng bơm

Tiếp đến, chúng tôi xây dựng biểu thức của yếu tố ma trận chuyển dời quang liên vùng giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái chồng chất của điện tử dưới tác dụng của sóng bơm mạnh có dạng

$$T_{mix,0} = \langle \Pi_{mix}^e(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int}^t | \Pi_{00}^h(\vec{r}, t) \rangle. \quad (21)$$

Bằng cách thay thế các phương trình (7), (4) và (16) vào phương trình (21) và áp dụng quy tắc lọc lựa cho quá trình chuyển dời quang trong chấm lượng tử, phương trình (21) có thể được viết lại thành

$$T_{mix,0} = -\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 i \omega_t} \left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_{00}^{e-} - E_{00}^h - \hbar\omega_t) t} + \frac{\alpha_2}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_{00}^{e+} - E_{00}^h - \hbar\omega_t) t} \right). \quad (22)$$

Áp dụng qui tắc vàng Fermi, ta đưa ra được biểu thức của tốc độ chuyển dời quang liên vùng trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol khi có tác dụng của laser bơm dưới dạng

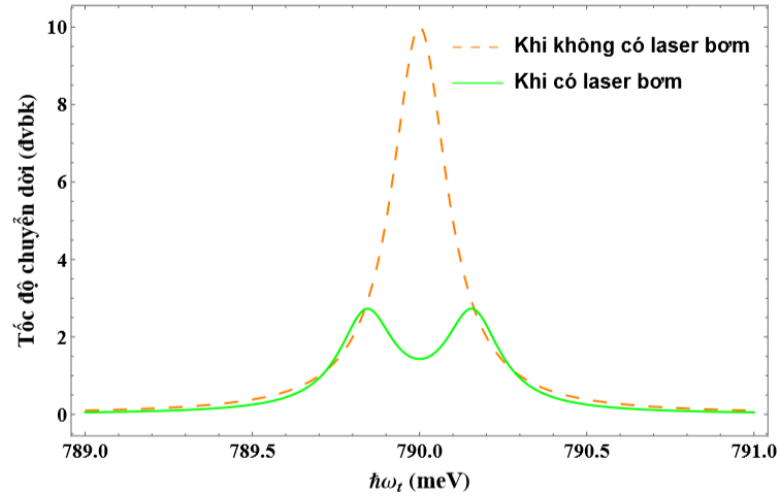
$$W = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{00}^{e-} - E_{00}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{E_{00}^{e+} - E_{00}^h - \hbar\omega_t^2 + \Gamma^2} \right]. \quad (23)$$

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Trong phần này, chúng tôi xác định và phân tích phổ hấp thụ của exciton thông qua tốc độ chuyển dời trong hai trường hợp: khi không có tác dụng của laser bơm và khi có tác dụng của laser bơm cộng hưởng với hai mức kích thích của điện tử trong chấm lượng tử dạng đĩa $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ với thế parabol. Các tham số vật lý được sử dụng trong tính số như sau. Khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống của vật liệu chấm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ là $m_e^* = 0.042m_0$ và $m_h^* = 0.052m_0$, độ rộng vùng cấm của vật liệu $E_g = 750$ meV, biên độ của laser bơm $A_p = 6 \times 10^6$ V/m và độ rộng phổ $\Gamma = 0.1$ meV.

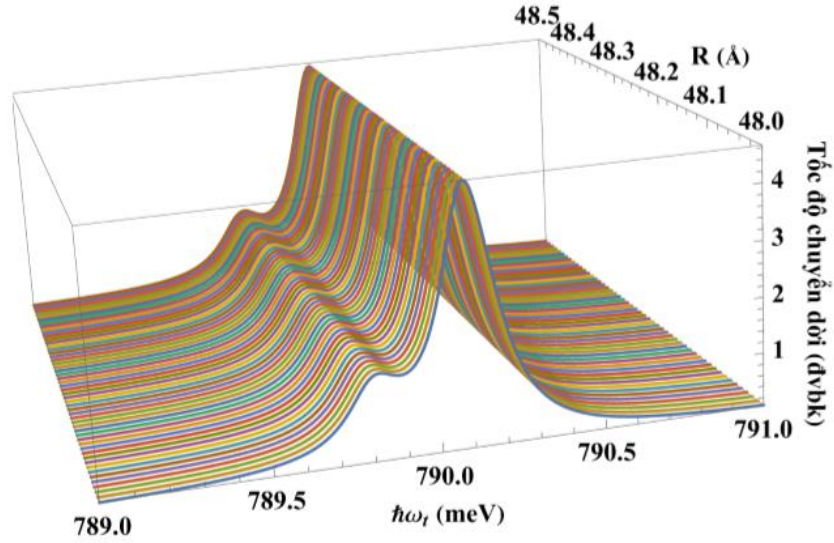
Đầu tiên, chúng tôi vẽ phổ hấp thụ của exciton như một hàm năng lượng của sóng dò trong hai trường hợp: khi không có sóng bơm (đường đứt nét) và khi có sóng bơm (đường liền nét) trong chấm lượng tử dạng đĩa với bán kính chấm $R = 50$ Å và năng lượng của thế giam giữ $\hbar\omega_0 = 20$ meV. Quan sát từ hình vẽ, ta thấy rằng sau khi hệ được chiếu xạ bởi một laser bơm mạnh cộng hưởng với hai mức của điện tử thì trong phổ hấp thụ của exciton xuất hiện hai đỉnh nằm đối xứng với đỉnh ban đầu (khi hệ chưa chịu tác động của laser bơm). Kết quả này là bằng chứng cho sự tồn tại của hiệu ứng Stark quang học ba mức của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol. Sự xuất hiện hai đỉnh mới này có thể được lý giải như sau.

Trước khi có tác dụng của sóng bơm, theo nguyên lý loại trừ Pauli thì trong hệ sẽ tồn tại bốn trạng thái khả dĩ của điện tử trên hai mức ban đầu E_{00}^e và E_{01}^e . Tuy nhiên, sau khi hệ chịu tác dụng của một sóng bơm cộng hưởng mạnh thì hai mức này được kết cặp với nhau để tạo thành một mức duy nhất. Do đó để đảm bảo số trạng thái được phép của điện tử vẫn là bốn thì mỗi mức ban đầu của điện tử phải tách thành hai mức con $E_{00}^{e\pm}$ và $E_{01}^{e\pm}$ tương ứng (hình 1b). Tuy nhiên, theo quy tắc lọc lựa trong cấu trúc chấm lượng tử, chúng ta chỉ quan sát thấy hai đỉnh trong phổ hấp thụ của exciton, tương ứng với hai chuyển quang liên vùng từ mức E_{00}^h của lỗ trống lên hai mức tách E_{00}^{e-} và E_{00}^{e+} của điện tử, chứ không phải từ mức E_{00}^h của lỗ trống lên hai mức tách E_{01}^{e-} và E_{01}^{e+} của điện tử (hình 1b).

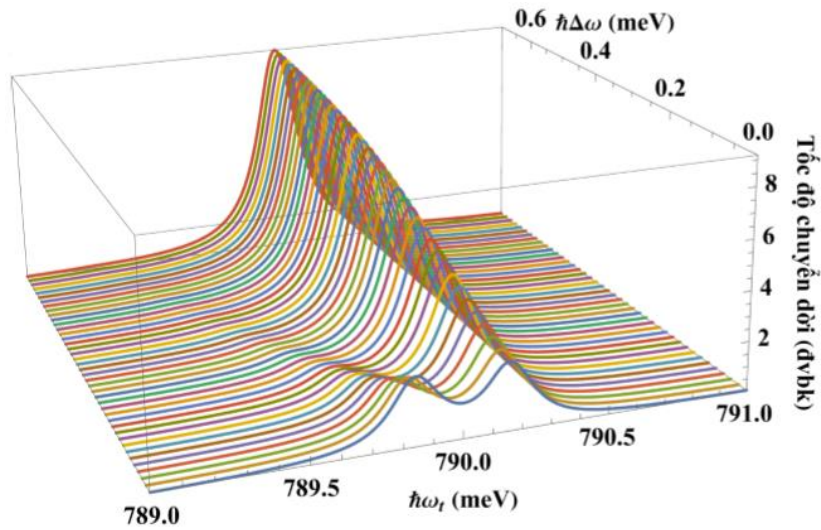


Hình 2: Phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol khi không có mặt của laser bơm (đường đứt nét) và khi có tác dụng laser bơm với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0$ meV (đường liền nét).

Tiếp theo, chúng tôi tiến hành nghiên cứu chi tiết các đặc tính của hiệu ứng Stark quang học ba mức thông qua việc khảo sát ảnh hưởng của các yếu tố tham số cấu trúc hình học, trường ngoài cũng như thế giam giữ lên hiệu ứng này. Đầu tiên, chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của phổ hấp thụ liên vùng vào bán kính của chấm lượng tử được thể hiện ở hình 3. Từ hình vẽ ta thấy rằng rằng phổ hấp thụ liên vùng của exciton phụ thuộc rất nhạy vào bán kính chấm. Cụ thể, khi tăng bán kính chấm thì hai đỉnh hấp thụ mới của exciton đều có xu hướng dịch chuyển ra xa về hai phía so với vị trí của đỉnh hấp thụ ban đầu. Tuy nhiên, trong khi độ cao của các đỉnh hấp thụ ở vùng năng lượng cao có xu hướng giảm dần về phía vùng bước sóng ngắn, thì độ cao của các đỉnh hấp thụ ở vùng năng lượng thấp tăng dần về phía vùng bước sóng dài. Lý do cho kết quả này là khi tăng bán kính chấm thì theo phương trình (15) yếu tố ma trận chuyển dời quang nội vùng V_{10} tăng dẫn đến tần số Rabi Ω_R tăng (theo phương trình (17)). Khi tần số Rabi tăng thì hiệu năng lượng giữa hai mức tách E_{00}^{e+} và E_{00}^{e-} tăng vì độ lệch năng lượng giữa hai mức này bằng hai lần tần số Rabi (theo phương trình (20)). Vì vậy, khi tăng bán kính của chấm lượng tử thì khoảng cách giữa hai đỉnh mới trong phổ hấp thụ của exciton cũng được mở rộng về hai phía so với vị trí của đỉnh phổ ban đầu.



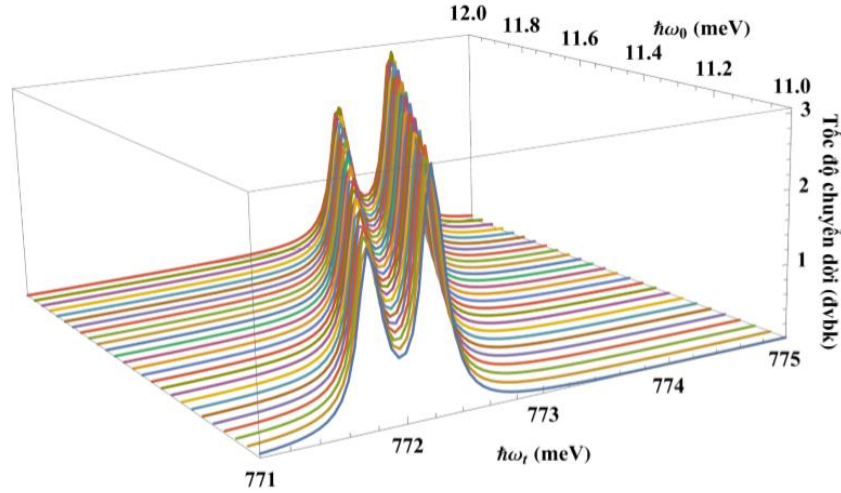
Hình 3: Sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol vào bán kính chấm với độ lệch cộng hưởng của laser bơm $\hbar\Delta\omega = 0.2$ meV và năng lượng của thế giam giữ $\hbar\omega_0 = 20$ meV.



Hình 4: Ảnh hưởng của trường laser bơm lên tốc độ chuyển dời của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol với bán kính chấm $R = 50$ Å và năng lượng của thế giam giữ $\hbar\omega_0 = 20$ meV.

Tiếp theo, sự phụ thuộc của tốc độ chuyển dời vào độ lệch cộng hưởng của laser bơm được quan sát thông qua hình 4. Từ hình vẽ ta nhận thấy độ cao và vị trí của đỉnh năng lượng cao có xu hướng tiến dần đến độ cao và vị trí của đỉnh cộng hưởng ban đầu. Trái lại, độ cao và vị trí của đỉnh năng lượng thấp lại giảm và dịch chuyển ra xa so với

đỉnh hấp thụ ban đầu. Kết quả này hoàn toàn phù hợp với các kết quả thu được từ những công trình trước đó của nhóm nghiên cứu [13 - 16].



Hình 5: Ảnh hưởng của tần số giam giữ lên tốc độ chuyển dời của exciton trong chấm lượng tử dạng đĩa với thế parabol khi bán kính chấm $R = 50$ Å và độ lệch cộng hưởng của laser bom

$$\hbar\Delta\omega = 0.1 \text{ meV}.$$

Hình 5 chỉ ra tốc độ chuyển dời trong chấm lượng tử dạng đĩa thế parabol phụ thuộc khá nhạy vào tần số giam giữ ω_0 . Qua hình vẽ ta quan sát thấy rằng khi tần số giam giữ tăng thì các đỉnh hấp thụ mới đều dịch chuyển về vùng năng lượng cao (dịch chuyển xanh). Kết quả này có được là do khi tăng tần số giam giữ thì các mức năng lượng của điện tử và lỗ trống càng lớn. Do vậy để kích thích chuyển dời quang liên vùng từ mức của lỗ trống lên các mức tách của điện tử thì hệ cần phải hấp thụ một photon có năng lượng lớn hơn. Ngoài ra, từ hình vẽ ta cũng nhận thấy rằng khi tăng tần số giam giữ thì độ cao của đỉnh hấp thụ năng lượng lớn hơn sẽ giảm dần và độ cao của đỉnh hấp thụ năng lượng thấp sẽ tăng dần. Mặc dù vậy, trong tất cả các trường hợp đang khảo sát, chúng tôi có thể thấy rằng tổng tốc độ chuyển dời được bảo toàn.

4. KẾT LUẬN

Tóm lại, trong công trình này chúng tôi đã áp dụng lý thuyết hàm sóng tái chuẩn hóa vào mô hình ba mức năng lượng để nghiên cứu phổ hấp thụ liên vùng của chấm lượng tử dạng đĩa $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ với thế giam giữ có dạng parabol dưới tác động của một sóng bom cộng hưởng mạnh. Các kết quả cũng cho thấy rằng biên độ và vị trí của hai đỉnh hấp thụ của exciton trong trường hợp có mặt laser bom không chỉ phụ thuộc rất nhạy vào độ lệch cộng hưởng, các tham số cấu trúc hình học của chấm mà còn phụ thuộc tần số giam giữ. Đặc biệt, khi độ lệch cộng hưởng của laser bom hay bán kính

chấm lượng tử càng lớn thì hai đỉnh hấp thụ của exciton đều có xu hướng dịch chuyển về phía vùng màu đỏ. Trái lại, dịch chuyển xanh của các đỉnh hấp thụ mới của exciton sẽ được quan sát khi tăng tần số giam giữ. Chúng tôi hy vọng các kết quả này sẽ có những đóng góp quan trọng vào việc nghiên cứu và ứng dụng hiệu ứng Stark quang học của exciton trong tương lai.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Y. Arakawa, M. J. Holmes (2020). Progress in quantum-dot single photon sources for quantum information technologies: A broad spectrum overview. *Appl. Phys. Rev.* vol 7, p. 02130.
- [2]. V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh et al. (2000). Long-wavelength quantum dot lasers on GaAs substrate. *Nanotechnol.*, vol. 11, p. 397.
- [3]. G. Wang, Z. Li, and N. Ma (2017). Next-Generation DNA-Functionalized Quantum Dots as Biological Sensors. *ACS Chemical Biology*, vol. 1, no.7, pp. 1705–1713.
- [4]. M. Akbari, M. Rahimi-Nasrabadi, A. Sobhani nasab et al. (2020). CdTe quantum dots prepared using herbal species and microorganisms and their anti-cancer, drug delivery and antibacterial applications; a review. *Ceramics International*, vol. 46 (2020), p. 9979–9.
- [5]. X. Mei , Kege He , R. Zhuang , M. Yu, Y. Hua, X. Zhang (2023). Stabilizing dynamic surface of highly luminescent perovskite quantum dots for light-emitting diodes. *J. Chem. Eng.* , vol. 453, p.139909
- [6]. J. Tian, G. Cao (2013). Semiconductor quantum dot-sensitized solar cells. *Nano Rev.*, vol.4, p. 22578.
- [7]. I.F.I. Mikhail, A.M. Shafee (2017). Optical absorption in a disk-shaped quantum dot in the presence of an impurity. *Physica B: Condensed Matter*, vol. 507, pp. 142 – 146.
- [8]. J. Deng, J. Yu, Zh. Hao et al. (2022). Disk-Shaped GaN Quantum Dots Embedded in AlN Nanowires for Room-Temperature Single-Photon Emitters Applicable to Quantum Information Technology. *ACS Appl. Nano Mater.*, vol. 5, pp. 4000 – 4008.
- [9]. A. Mysyrowicz, D. Hulin et al. (1986). Dressed excitons in a multiple-quantum-well structure: Evidence for an optical Stark effect with femtosecond response time. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 2748–2751.
- [10] D. Hulin, A. Mysyrowicz, A. Antonetti, A. Migus, W. T. Masselink, H. Morkoç, and N. Peyghambarian, “Ultrafast all-optical gate with subpicosecond on and off response time,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, no. 13, pp. 749–751, 1986.
- [11] D. Hulin, A. Antonetti, M. Joffre, A. Migus, A. Mysyrowicz, N. Peyghambarian, and H. M. Gibbs, “Subpicosecond all-optical logic gate: an application of the optical Stark effect,” *Revue. Phys. Appl.*, vol. 22, no. 10, pp. 1269–1271, 1987.
- [12] D. Ahn, “Enhancement of the Stark Effect in Coupled Quantum Wells for Optical Switching Devices,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 11, pp. 2260–2265, 1989.
- [13]. D. N. Thao, L. T. N. Bao, D. D. Phuoc, and N. H. Quang (2017). A theoretical study of the

- optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots. *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 32, pp. 025014 (1-8).
- [14]. L. T. Ngoc Bao, D. D. Phuoc, L. T. Dieu Hien, and D. N. Thao (2021). On the optical stark effect of excitons in InGaAs prolate ellipsoidal quantum dots. *J. Nanomater.*, vol. 2021, pp. 1–12.
- [15]. D. N. Thao, D. D. Phuoc, L. T. N. Bao, L. T. D. Hien, T. P. T. Linh, and N. T. Le Thuy (2021). Three-Level Optical Stark Effect of Excitons in GaAs Cylindrical Quantum Wires. *J. Nanomater.*, vol. 2021, pp. 1–10.
- [16]. Le Thi Dieu Hien, Le Thi Ngoc Bao, Duong Dinh Phuoc, Hye Jung Kim, C. A. Duque, Dinh Nhu Thao (2023). A theoretical study of interband absorption spectra of spherical sector quantum dots under the effect of a powerful resonant laser. *Nanomaterials*, vol. 13, no. 6, pp. 1020 (1-17).

A THEORETICAL STUDY OF THE THREE-LEVEL OPTICAL STARK EFFECT OF EXCITON IN $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ DISK-SHAPED QUANTUM DOTS

Le Thi Dieu Hien¹, Le Thi Ngoc Bao¹, Le Phuoc Dinh¹, Dinh Nhu Thao^{2*}

¹ Faculty of Electronics, Electrical Engineering and Material Technology,

University of Sciences, Hue University

² Faculty of Physics, University of Education, , Hue University

*Email: dnthao@hueuni.edu.vn, lehien32@husc.edu.vn

ABSTRACT

In this paper, the three-level optical Stark effect of excitons in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ disk-shaped quantum dots with parabolic potential using the renormalized wave function theory. By applying a three-level system model consisting of the first two quantized levels of electrons linked by a powerful resonant pump wave and the lowest quantized level of holes, we observed the existence of the optical Stark effect of excitons through the appearance of two distinct absorption peaks in the absorption spectrum of excitons. In addition, the strong influence of the quantum dot radius, the pump field detuning, and the confinement frequency of the system on the optical Stark effect of excitons is also investigated in detail.

Keywords: the optical Stark effect, the renormalized wavefunction method, disk-shaped quantum dot.



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. Hiện nay, bà giảng dạy tại trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: Vật liệu có cấu trúc nano, mô phỏng lý thuyết.



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. Hiện 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 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.

Lĩnh vực nghiên cứu: vật lý chất rắn, kỹ thuật siêu âm, mô phỏng...



Đinh Như Thảo sinh ngày 17/02/1975 tại 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