

DỊCH CHUYỂN ĐỎ CỦA EXCTION TRONG HIỆU ỨNG STARK QUANG HỌC TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ DẠNG QUẠT CẦU

Lê Thị Diệu Hiền^{1*}, 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: lehien32@husc.edu.vn, dnthao@hueuni.edu.vn

Ngày nhận bài: 21/4/2025; ngày hoàn thành phản biện: 26/5/2025; ngày duyệt đăng: 02/6/2025

TÓM TẮT

Bài viết khảo sát phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng quạt cầu với thể tích vô hạn dưới tác dụng của trường laser bơm, sử dụng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa trong phép gần đúng khối lượng hiệu dụng. Sự xuất hiện hai đỉnh hấp thụ đặc trưng ứng với hai chuyển dời liên vùng chứng tỏ xuất hiện của hiệu ứng Stark quang học ba mức. Các kết quả cho thấy phổ hấp thụ rất nhạy với góc ở đỉnh, bán kính chấm và độ lệch cộng hưởng. Cụ thể, khi tăng các tham số này, các đỉnh hấp thụ đều dịch chuyển đỏ.

Từ khóa: hiệu ứng Stark quang học, dịch chuyển đỏ, phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa, chấm lượng tử dạng quạt cầu.

1. MỞ ĐẦU

Trong những năm gần đây, các dị cấu trúc bán dẫn không chiều hay còn gọi là chấm lượng tử đã và đang nhận được sự quan tâm nghiên cứu rất lớn từ các nhà khoa học. Nhờ hiệu ứng lượng tử hóa kích thước theo cả ba chiều và sự đa dạng về hình dạng, kích thước, chấm lượng tử trở thành đối tượng hoàn hảo cho nhiều ứng dụng tiên tiến, đặc biệt là trong tính toán lượng tử [1] và thiết bị quang điện tử [2]. Việc có nhiều tham số hình học cho phép kiểm soát linh hoạt phổ năng lượng, làm tăng sức hấp dẫn trong nghiên cứu liên quan đến cấu trúc chấm lượng tử.

Hiệu ứng Stark quang học của exciton là một trong những tính chất quang phi tuyến đã được phát hiện trong các cấu trúc bán dẫn thấp chiều lần đầu tiên vào năm 1986 [3]. Hiệu ứng này xảy ra do sự kết cặp giữa hai trạng thái của exciton dưới tác dụng của một xung laser bơm cường độ cao dẫn đến sự phân tách và dịch chuyển trong phổ hấp thụ của exciton [3, 4]. Số dĩ có một số lượng rất lớn các công trình lý thuyết [5 - 17]

và thực nghiệm [3,4, 18 - 23] 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 [24, 25] và công tắc quang học siêu nhanh [3, 26]. 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 [27].

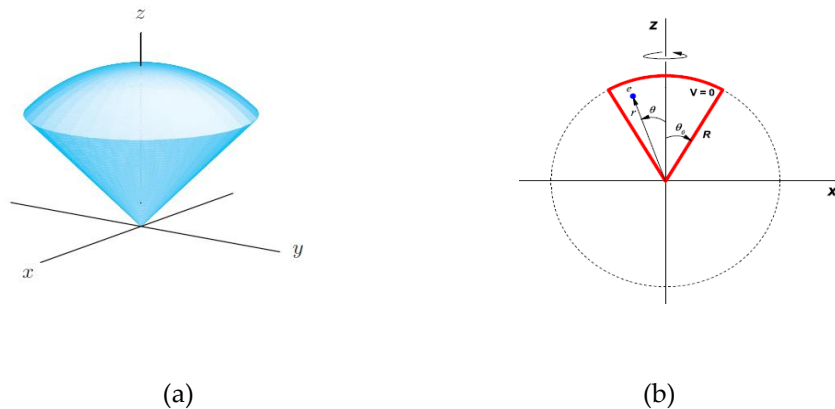
Trong thời gian gần đây, nhóm nghiên cứu của chúng tôi đã tập trung nghiên cứu lý thuyết hiệu ứng Stark quang học ba mức của exciton trong chấm lượng tử hình cầu [28], elip dạng thuận [29] và trong dây lượng tử hình trụ [30]. Cho đến nay, chưa có công trình nào khảo sát hiệu ứng Stark ba mức trong cấu trúc chấm lượng tử dạng quạt cầu. Do đó, nghiên cứu hiện tại là một sự tiếp nối hoàn toàn hợp lý với các công trình trước đó. Ở đây, chúng tôi tiến hành khảo sát hiệu ứng Stark quang học của exciton trong chấm lượng tử dạng quạt cầu nhằm góp phần làm rõ hơn ảnh hưởng của các tham số hình học của cấu trúc và trường bức xạ tới lên phổ hấp thụ của exciton.

Bố cục của công trình này gồm bốn phần chính: Phần 1 là phần Giới thiệu. Các cơ sở lý thuyết được trình bày trong phần 2. Các kết quả tính số và thảo luận về phổ hấp thụ của exciton được đưa ra trong phần 3, và các kết luận tương ứng được thể hiện ở phần 4.

2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT

2.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử và lỗ trống trong chấm lượng tử dạng quạt cầu

Trong công trình này chúng tôi khảo sát bài toán trong cấu trúc chấm lượng tử dạng quạt cầu. Hình dạng của cấu trúc này là một chấm lượng tử hình nón với nắp trên là hình cầu được minh họa bằng hình ảnh 3D ở hình 1a.



Hình 1. (a) Hình ảnh 3D của chấm lượng tử dạng quạt cầu [31];
(b) Hình ảnh của chấm lượng tử dạng quạt cầu trên phép chiếu $y = 0$.

Xét trạng thái của một điện tử được giam giữ trong một chấm lượng tử dạng quạt cầu có bán kính R và góc ở đỉnh θ_0 như hình 1.b. Trong đó thế giam giữ của hệ được chọn như sau [32]

$$V(\vec{r}) = \begin{cases} 0, & r \leq R, |\theta| \leq \theta_0, \\ \infty, & \text{các giá trị khác.} \end{cases}$$

Trong hệ tọa độ cầu r, θ, φ phương trình Schrodinger của hệ có thể được viết dưới dạng như sau

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_{e,h}^*} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] + V(r, \theta, \varphi) \right\} \Psi(r, \theta, \varphi) = E \Psi(r, \theta, \varphi),$$

trong đó $m_{e,h}^*$ là khối lượng hiệu dụng của điện tử (lỗ trống).

Sử dụng phương pháp tách biến bằng cách đặt $\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\varphi)$, từ phương trình (2), ta thu được ba phương trình vi phân độc lập như sau

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi_m(\varphi)}{d\varphi^2} + m^2 \Phi_m(\varphi) &= 0, \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left[\nu(\nu+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta &= 0, \\ \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left[r^2 k^2 - \nu(\nu+1) \right] R &= 0, \end{aligned}$$

trong đó m là số lượng tử từ, $k = \sqrt{2m_{e,h}^* E / \hbar^2}$ và ν are similar to the quantum numbers, describing the radial and polar motions of electron, respectively. Lưu ý rằng, ν thường không có giá trị nguyên và $\nu \neq 0 \forall \theta_0$.

Nghiệm của phương trình (3) có dạng

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}.$$

Nghiệm của phương trình góc (4) có dạng là tổ hợp tuyến tính của các hàm Legendre loại 1 $P_\nu^m \cos \theta$ và loại 2 $Q_\nu^m \cos \theta$

$$\Theta(\theta) = AP_{\nu}^m \cos \theta + BQ_{\nu}^m \cos \theta.$$

Vì $Q_{\nu}^m(x)$ sẽ phân kì khi $x \rightarrow 1$ do đó phương trình (7) trở thành

$$\Theta(\theta) = AP_{\nu}^m \cos \theta.$$

Nghiệm của phương trình bán kính (5) có dạng

$$R(r) = \frac{C}{\sqrt{r}} J_{\nu+1/2}(kr) + \frac{D}{\sqrt{r}} Y_{\nu+1/2}(kr),$$

trong đó $J_{\nu+1/2}(kr)$ và $Y_{\nu+1/2}(kr)$ lần lượt là các hàm Bessel liên kết loại 1 và loại 2.

Vì hàm $Y_{\nu+1/2}(x)$ phân kì khi $x \rightarrow 0$ do đó ta chọn $D = 0$, lúc này phương trình (9) trở thành

$$R(r) = \frac{C}{\sqrt{r}} J_{\nu+1/2}(kr).$$

Kết hợp các phương trình (6), (8) và (10), cuối cùng ta thu được biểu thức hàm sóng bao của điện tử (lỗ trống) trong chấm lượng tử dạng quạt cầu có dạng như sau

$$\Psi(\vec{r}) = N \frac{1}{\sqrt{r}} J_{\nu+1/2}(kr) P_{\nu}^m(\cos \theta) e^{im\varphi},$$

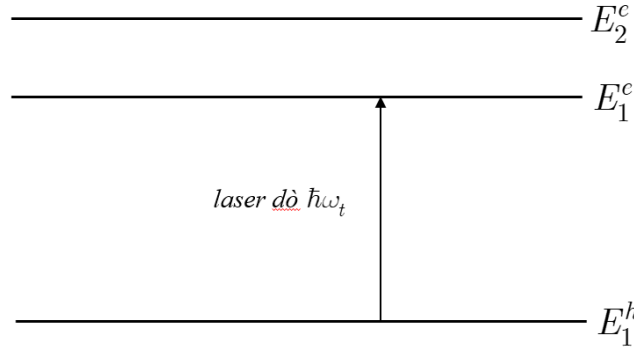
với N là hệ số chuẩn hóa.

Bởi vì thế giam giữ là vô hạn được đưa ra ở phương trình (1) nên hàm sóng ở phương trình (11) phải triệt tiêu tại $r = R$ và $\theta = \theta_0$. Biểu thức năng lượng của điện tử (lỗ trống) có thể được xác định theo qui trình sau: Đầu tiên ta sẽ xác định các giá trị của tham số ν từ điều kiện biên $P_{\nu}^m(\cos \theta_0) = 0$, sau đó các giá trị này được sử dụng để tìm nghiệm cho phương trình $J_{\nu+1/2}(kR) = 0$. Từ đó ta sẽ xác định được các mức năng lượng của điện tử (lỗ trống) ứng với từng giá trị của ν .

Cuối cùng ta đưa ra được biểu thức tính các mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử (lỗ trống) có dạng như sau

$$E_n = \frac{\hbar^2 \chi_n^2}{2m_{e,h}^* R^2},$$

trong đó χ_n là không điểm thứ n ($n = 1, 2, 3, \dots$) của hàm Bessel $J_{\nu+1/2}(kr)$.



Hình 2. Giải đồ mô hình hệ ba mức khi hệ chưa chịu tác dụng của laser bom.

Trong công trình này, chúng tôi sẽ áp dụng mô hình hệ ba mức trong đó E_1^h là mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của lỗ trống, E_1^e và E_2^e là hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử (hình 2). Nếu chọn gốc tính thế năng tại đỉnh vùng hóa trị, các mức năng lượng tương ứng này được xác định như sau

$$\begin{cases} E_1^h = -\frac{\hbar^2 \chi_1^2}{2m_h^* R^2}, \\ E_1^e = E_g + \frac{\hbar^2 \chi_1^2}{2m_e^* R^2}, \\ E_2^e = E_g + \frac{\hbar^2 \chi_2^2}{2m_e^* R^2} \end{cases}$$

Các hàm sóng phụ thuộc thời gian của điện tử và lỗ trống ứng với các mức năng lượng trên có dạng như sau

$$\begin{cases} \Psi_1^h(\vec{r}, t) = u_v \Psi_1^h \vec{r} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^h t}, \\ \Psi_1^e(\vec{r}, t) = u_c \Psi_1^e \vec{r} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^e t}, \\ \Psi_2^e(\vec{r}, t) = u_c \Psi_2^e \vec{r} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^e t}, \end{cases},$$

trong đó $u_c \vec{r}$ và $u_v \vec{r}$ lần lượt là các hàm Bloch tại lân cận tâm vùng Brillouin ở vùng dẫn và vùng hóa trị.

2.2. Phổ hấp thụ của exciton khi không có tác dụng của sóng bom

Trong bài toán này, để tìm kiếm dấu hiệu tồn tại của hiệu ứng Stark quang học ba mức của exciton thì hai sóng laser đã được sử dụng đồng thời để chiếu lên hệ. Các sóng laser được chọn có dạng như sau

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

trong đó $\vec{n}$ là vectơ đơn vị dọc theo phương truyền sóng, $x \equiv p$ chỉ laser bom (laser dò), A_x là biên độ laser bom (laser dò). Khi 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 chuyển dời quang liên vùng từ mức thấp nhất của lỗ trống E_{10} lên mức thấp nhất của điện tử E_{11} (hình 2). Do đó yếu tố ma trận chuyển dời quang liên vùng giữa hai mức này được cho bởi công thức sau

$$T_{11} = \langle \Psi_1^e(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int}^t | \Psi_1^h(\vec{r}, t) \rangle,$$

trong đó $\hat{H}_{int}$ mô tả tương tác giữa điện tử với trường laser dò có thể được viết dưới dạng như sau

$$\hat{H}_{int}^t = -\frac{q}{m_0} \frac{A_t e^{-i\omega_t t}}{i\omega_t} \vec{n} \cdot \hat{\vec{p}},$$

trong đó q , m_0 , $\vec{p}$ lần lượt là điện tích, khối lượng trần và động lượng của điện tử; A_t và ω_t lần lượt là biên độ và tần số của laser dò.

Thay các phương trình (14) và (17) vào phương trình (16) ta thu được biểu thức cuối cùng của yếu tố ma trận chuyển dời quang liên vùng như sau

$$T_{11} = -\frac{q}{m_0} \frac{A_t p_{cv}}{i\omega_t} e^{\frac{i}{\hbar} (E_1^e - E_1^h - \hbar\omega_t) t},$$

với p_{cv} được gọi là yếu tố ma trận phân cực giữa vùng dẫn và vùng hóa trị được xác định như sau

$$p_{cv} = \langle u_c | \vec{r} | \hat{\vec{n}} \cdot \hat{\vec{p}} | u_v | \vec{r} \rangle.$$

Theo qui tắc vàng Fermi [33], biểu thức tốc độ chuyển dời từ mức thấp nhất của lỗ trống lên mức thấp nhất của điện tử khi chưa có mặt của laser bom được đưa ra bởi

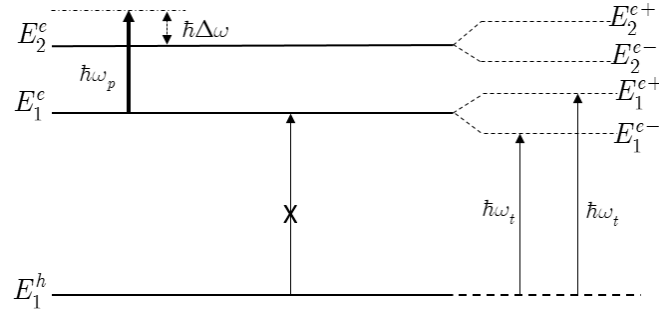
$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{11}|^2 \delta(E_1^e - E_1^h - \hbar\omega_t).$$

Hàm δ trong phương trình (20) được thay thế bởi hàm Lorentzian [34]

$$\delta E_1^e - E_1^h - \hbar\omega_t = \frac{\Gamma}{\pi \left[\hbar\omega_t - E_1^e - E_1^h \right]^2 + \Gamma^2},$$

trong đó Γ là toán tử được đưa vào một cách hiện tượng luận.

2.3. Phổ hấp thụ của exciton dưới tác dụng của laser bơm



Hình 3. Giải đồ tách mức năng lượng của điện tử khi hệ chịu tác dụng của một laser mạnh

$\hbar\omega_p$ cộng hưởng với hiệu hai mức năng lượng của điện tử.

Khi hệ được chiếu bởi một laser bơm cường độ mạnh hơn laser dò và cộng hưởng với khoảng cách giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa của điện tử thì các điện tử bây giờ nằm trong trạng thái chồng chất được mô tả bởi hàm sóng tái chuẩn hóa có dạng như sau

$$\Psi_{\text{mix}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\Omega_R} \left(\alpha_1 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^e t} + \alpha_2 e^{-\frac{i}{\hbar} E_1^{e+} t} \right) \Psi_1^e(\vec{r}) - \frac{V_{21}}{2\hbar\Omega_R} \left(e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^e t} - e^{-\frac{i}{\hbar} E_2^{e+} t} \right) \Psi_2^e(\vec{r}),$$

với

$$\begin{cases} \Omega_R = \left[\frac{\Delta\omega^2}{4} + \frac{|V_{21}|^2}{\hbar^2} \right]^{1/2}, \\ \alpha_1 = \Omega_R - \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \alpha_2 = \Omega_R + \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \Delta\omega = \omega_p - \frac{E_2^e - E_1^e}{\hbar}, \end{cases}$$

trong đó $\Delta\omega$ là độ lệch tần số cộng hưởng giữa hiệu hai mức năng lượng lượng tử hóa đầu tiên của điện tử với laser bơm có tần số ω_p phải thỏa mãn điều kiện sau

$$\Delta\omega \ll \omega_p \ll \frac{E_g}{\hbar}.$$

Yếu tố ma trận chuyển dời quang nội vùng giữa hai mức năng lượng lượng tử hóa thấp nhất của điện tử V_{21} được xác định như sau

$$V_{21} = \frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \frac{m_e^*}{i\hbar} (E_2^e - E_1^e) \left\langle \Psi_2^e \vec{r} \left| \vec{n} \cdot \vec{r} \right| \Psi_1^e \vec{r} \right\rangle,$$

trong đó A_p và ω_p lần lượt là biên độ và tần số của laser bơm; $\Psi_{11}^e \vec{r}$ và $\Psi_{21}^e \vec{r}$ là các hàm sóng của điện tử được xác định tương ứng từ phương trình (11). Trong bài toán này, chúng tôi giả sử các sóng laser chiếu xạ tới được phân cực dọc theo trục z , với các điều kiện này thì phương trình (25) có thể được viết lại dưới dạng

$$V_{21} = \frac{q}{m_0} \frac{A_p}{i\omega_p} \frac{m_e^*}{i\hbar} (E_{21} - E_{11}) \int_V \Psi_{21}^* \vec{r} \Psi_{11} \vec{r} r \sin \theta \cos \varphi dV.$$

Từ phương trình (22) ta thấy phổ năng lượng lượng tử hóa của điện tử ở trạng thái chồng chất gồm bốn mức $E_1^{e\pm}$ và $E_2^{e\pm}$ được tách ra từ hai mức E_1^e và E_2^e tương ứng (hình 3), các mức năng lượng tách này được xác định như sau

$$\begin{cases} E_1^{e-} = E_1^e - \hbar\alpha_2, \\ E_1^{e+} = E_1^e + \hbar\alpha_1, \end{cases},$$

và

$$\begin{cases} E_{21}^- = E_{21} - \hbar\alpha_1, \\ E_{21}^+ = E_{21} + \hbar\alpha_2. \end{cases}$$

Yếu tố ma trận đối với chuyển dời quang giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái chồng chất của điện tử dưới tác dụng của một laser bơm mạnh được cho bởi

$$T_{mix,0} = \langle \Psi_{mix}(\vec{r}, t) | \hat{H}_{int}^t | \Psi_1^h(\vec{r}, t) \rangle.$$

Sử dụng các phương trình (14), (17) và (22) thay vào phương trình (29) và áp dụng qui tắc lọc lựa đối với chuyển dời quang trong cấu trúc chấm lượng tử, phương trình (29) trở thành

$$T_{mix,0} = -\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 i\omega_t} \left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_1^{e-} - E_1^h - \hbar\omega_t) t} + \frac{\alpha_2}{2\Omega_R} e^{\frac{i}{\hbar} (E_1^{e+} - E_1^h - \hbar\omega_t) t} \right).$$

Do đó xác suất chuyển dời quang liên vùng giữa trạng thái của lỗ trống và trạng thái chồng chất của điện tử dưới tác dụng của laser bơm mạnh được xác định như sau

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_1^{e-} - E_1^h - \hbar\omega_t) + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \delta(E_1^{e+} - E_1^h - \hbar\omega_t) \right].$$

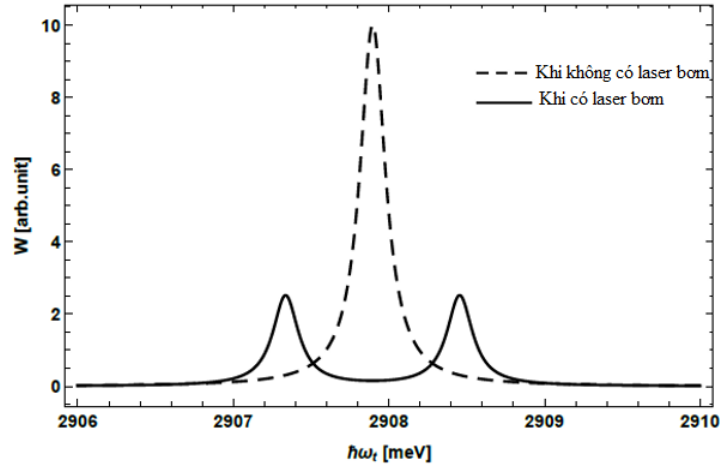
Biểu thức (31) có thể được đơn giản hóa bằng cách thay thế các hàm δ bằng các hàm Lorentzian tương tự như ở phương trình (21), từ đó ta thu được biểu thức cuối cùng của tốc độ chuyển dời dưới tác dụng của laser bơm mạnh như sau

$$W = \frac{2}{\hbar} \left(\frac{qA_t p_{cv}}{m_0 \omega_t} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_1}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_1^{e-} - E_1^h - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2} + \left(\frac{\alpha_2}{2\Omega_R} \right)^2 \frac{\Gamma}{(E_1^{e+} - E_1^h - \hbar\omega_t)^2 + \Gamma^2} \right].$$

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

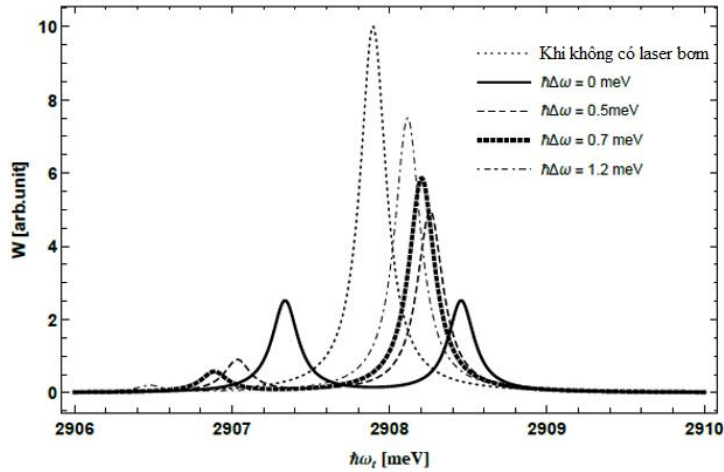
Trong phần này, chúng tôi tiến hành tính số và thảo luận về tốc độ chuyển dời quang trong cấu trúc chấm lượng tử bán dẫn dạng quạt cầu $Ga_{0.7}In_{0.3}N/GaN$ với thể vô hạn khi không có mặt của laser bơm và khi có tác dụng của laser bơm. Các tham số được sử dụng trong các tính toán của chúng tôi như sau: $m_e^* = 0.2m_0$ và $m_h^* = 1.1m_0$ lần lượt khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống [35], $E_g = 2289$ meV là độ rộng vùng cấm của vật liệu chấm [36], góc ở đỉnh $\theta_0 = 30^\circ$, $A_p = 6 \times 10^6$ V/m và độ rộng phổ $\Gamma = 0.1$ meV. Ở đây, chúng tôi chọn mức E_g làm mốc đo tần số trong các hình vẽ.

Hình 4 mô tả phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng quạt cầu như một hàm của năng lượng photon của laser dò trong trường hợp không có tác dụng của laser bơm (đường nét đứt) và khi có tác dụng của laser bơm với độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0$ meV (đường nét liền) với bán kính chấm $R = 50$ Å. Từ hình vẽ ta thấy rõ rằng khi có tác dụng của sóng bơm cộng hưởng mạnh thì đỉnh phổ ban đầu (không có mặt laser bơm) sẽ tách ra thành hai đỉnh nằm đối xứng hai bên so với nó. Kết quả này đã chứng tỏ hiệu ứng Stark quang học của exciton đã xuất hiện trong cấu trúc đang xét. Sự xuất hiện hai đỉnh mới này có thể được lý giải như sau.



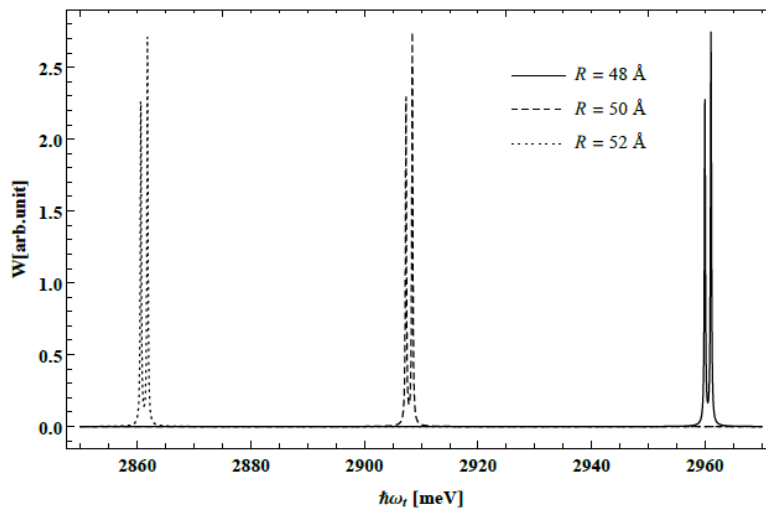
Hình 4. Phổ hấp thụ của exciton trong hai trường hợp: khi không có tác dụng của laser bơm và khi có tác dụng của laser bơm với độ lệch $\hbar\Delta\omega = 0$ meV.

Lúc đầu khi hệ chưa có tác dụng của laser bơm, theo nguyên lý loại trừ Pauli thì sẽ tồn tại bốn trạng thái khả dĩ của điện tử trên hai mức ban đầu E_1^e và E_2^e . Nhưng sau khi hệ chịu tác dụng của một laser bơm cộng hưởng mạnh thì hai mức này được kết cặp để tạo thành một mức duy nhất. Do đó để đảm bảo số trạng thái của điện tử vẫn là bốn thì mỗi mức ban đầu phải tách thành hai mức con $E_1^{e\pm}$ và $E_2^{e\pm}$ tương ứng. Vì vậy dưới tác động của một laser dò thích hợp thì ta sẽ quan sát thấy hai đỉnh trong phổ hấp thụ của exciton tương ứng với hai chuyển dời quang liên vùng từ mức E_1^h của lỗ trống lên hai mức con E_1^{e+} và E_1^{e-} của điện tử (hình 3). Kết quả này hoàn toàn phù hợp với qui tắc lọc lựa trong cấu trúc chấm lượng tử.



Hình 5. Sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của exciton vào năng lượng photon của laser dò với các giá trị khác nhau của độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega$.

Phổ hấp thụ của exciton với bán kính chấm $R = 50 \text{ \AA}$ như một hàm của năng lượng photon của sóng dò trong khoảng từ 2906 meV đến 2910 meV ứng với bốn giá trị khác nhau của độ lệch cộng hưởng $\hbar\Delta\omega = 0, 0.5, 0.7$ và 1.2 meV được chỉ ra trong hình 5. Từ hình vẽ ta thấy rằng, ứng với các giá trị khác nhau của độ lệch cộng hưởng thì trong phổ hấp thụ của exciton vẫn xuất hiện hai đỉnh so với một đỉnh phổ ban đầu. Điều này một lần nữa khẳng định hiệu ứng Stark quang học của exciton đã xảy ra trong cấu trúc chấm lượng tử dạng quạt cầu. Hơn nữa, từ hình vẽ ta có thể quan sát thấy khi tăng độ lệch cộng hưởng thì độ cao và vị trí của đỉnh ở vùng năng lượng cao có xu hướng tiến dần đến đỉnh phổ ban đầu. Trái lại, vị trí của đỉnh ở vùng năng lượng thấp hơn lại tiến ra xa đỉnh phổ ban đầu và độ cao đỉnh phổ cũng giảm dần. Đặc biệt là khi độ lệch cộng hưởng lớn, cụ thể như đối với trường hợp $\hbar\Delta\omega = 1.2 \text{ meV}$ thì đỉnh ở vùng năng lượng thấp gần như biến mất nghĩa là hiệu ứng Stark quang học khó xảy ra hơn. Tuy nhiên, hai đỉnh hấp thụ mới này đều có xu hướng dịch chuyển về vùng bước sóng dài (dịch chuyển đỏ) khi tăng độ lệch cộng hưởng.



Hình 6. Phổ hấp thụ của exciton khi có tác dụng của laser bom như một hàm theo năng lượng photon của laser dò ứng với các giá trị khác nhau của bán kính chấm.

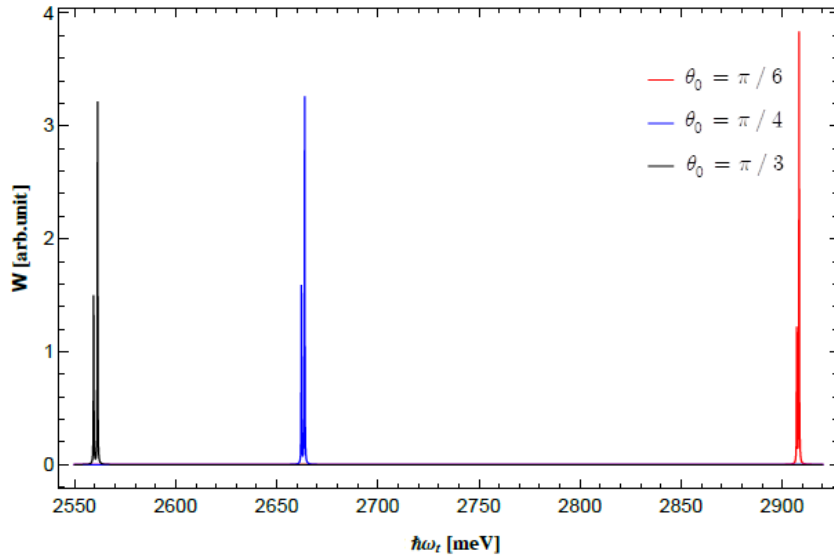
Hình 6 mô tả sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của exciton trong chấm lượng tử dạng quạt cầu theo kích thước chấm với độ lệch cộng hưởng $\hbar\omega = 0.5 \text{ meV}$. Cụ thể, khi bán kính chấm tăng thì các đỉnh cộng hưởng đều có xu hướng dịch chuyển về phía vùng năng lượng thấp. Kết quả này hoàn toàn phù hợp với lý thuyết, khi bán kính chấm tăng thì các mức năng lượng của điện tử và lỗ trống giảm do đó các mức này sẽ ở gần nhau hơn. Hơn nữa khi tăng bán kính và cố định giá trị của góc θ_0 thì thể tích của chấm

quạt cầu $V = \frac{2\pi}{3} R^3 (1 - \cos \theta_0)$ sẽ tăng dẫn đến năng lượng liên kết giữa các hạt tải sẽ

giảm. Vì vậy hệ chỉ cần hấp thụ một photon có năng lượng thấp hơn để kích thích chuyển dời quang tử từ mức của lỗ trống lên các mức tách của điện tử.

Tiếp theo chúng tôi sẽ khảo sát sự ảnh hưởng của góc ở đỉnh θ_0 lên phổ hấp thụ của exciton. Hình 7 mô tả phổ hấp thụ của exciton như là một hàm theo năng lượng photon của sóng dò với bán kính chấm $R = 50 \text{ \AA}$, độ lệch cộng hưởng $\hbar\omega = 0.3 \text{ meV}$ và ba giá trị khác nhau góc θ_0 . Từ hình vẽ ta thấy rằng khi tăng giá trị của góc θ_0 từ 30° lên 60° thì hai đỉnh mới trong phổ hấp thụ của exciton đều có xu hướng dịch về phía bước sóng dài và sự dịch chuyển này xảy ra càng chậm khi góc θ_0 càng lớn. Điều này có thể được lý giải như sau: khi góc θ_0 tăng và bán kính chấm không đổi thì thể tích của

chấm lượng tử dạng quạt cầu $V = \frac{2\pi}{3} R^3 (1 - \cos \theta_0)$ tăng dẫn đến mức độ giam giữ các hạt tải sẽ giảm. Do đó hệ chỉ cần hấp thụ một photon có năng lượng thấp để có thể chuyển mức.



Hình 7. Phổ hấp thụ của exciton dưới tác dụng của laser bơm như một hàm của năng lượng của laser dò với các giá trị khác nhau của góc ở đỉnh θ_0 .

Chúng tôi nhận thấy sự tương đồng về dạng đồ thị khi so sánh phổ hấp thụ liên vùng của chấm lượng tử dạng quạt cầu với chấm lượng tử hình cầu [28] và chấm elip dạng thuần [29]. Tuy nhiên, sự khác biệt về hình học giữa các cấu trúc này dẫn đến sự thay đổi trong phổ năng lượng và các hàm sóng của điện tử (lỗ trống). Những khác biệt định lượng này dẫn đến sự khác biệt rõ rệt trong phổ hấp thụ giữa các cấu trúc tương ứng.

4. KẾT LUẬN

Tóm lại, trong công trình này chúng tôi đã chỉ ra dấu hiệu tồn tại của hiệu ứng Stark quang học của exciton trong chấm lượng tử dạng quạt cầu dưới tác dụng của laser bơm mạnh bằng phương pháp hàm sóng tái chuẩn hóa. Các kết quả thu được cho thấy phổ hấp thụ của exciton chịu ảnh hưởng mạnh bởi cấu trúc hình học của chấm và độ lệch cộng hưởng. Kết quả mở ra hướng nghiên cứu điều khiển phổ lượng tử thông qua thiết kế hình học và tác động trường ngoài, hứa hẹn ứng dụng trong các thiết bị quang điện tử tốc độ cao.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] S. De Rinaldis, I. D'Amico, E. Biolatti, R. Rinaldi, R. Cingolani, and F. Rossi, "Intrinsic exciton-exciton coupling in GaN-based quantum dots: Application to solid-state quantum computing," *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 081309, 2002.
- [2] E. Towe and D. Pan, "Semiconductor quantum-dot nanostructures: their application in a new class of infrared photodetectors," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 3, pp. 408–421, 2000.
- [3] A. Mysyrowicz, D. Hulin, A. Antonetti, A. Migus, W. T. Masselink, and H. Morkoç, "'Dressed excitons' in a multiple-quantum-well structure: Evidence for an optical stark effect with femtosecond response time," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, no. 25, pp. 2748–2751, 1986.
- [4] A. Von Lehmen, D. S. Chemla, J. P. Heritage, and J. E. Zucker, "Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 10, p. 609, 1986.
- [5] S. Schmitt-Rink and D. S. Chemla, "Collective Excitations and the Dynamical Stark Effect in a Coherently Driven," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, no. 21, pp. 2752–2755, 1986.
- [6] M. Combescot and R. Combescot, "Excitonic Stark Shift: A Coupling to 'Semivirtual' Biexcitons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, no. 1, pp. 117–120, 1988.
- [7] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and H. Haug, "Nonequilibrium theory of the optical Stark effect and spectral hole burning in semiconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 37, no. 2, pp. 941–955, 1988.
- [8] M. Combescot, "Polarisation effects for the excitonic Stark shift at all detunings," *Solid State Commun.*, vol. 68, no. 5, pp. 471–475, 1988.
- [9] M. Lindberg and S. W. Koch, "Transient oscillations and dynamic Stark effect in semiconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 38, no. 11, pp. 7607–7614, 1988.
- [10] D. Frohlich, K. R. Ann, and R. Wille, "Optical Stark effect of excitons in semiconductors," *J. Lumin.*, vol. 38, pp. 235–238, 1987.
- [11] C. Ell, J. F. Müller, K. El Sayed, L. Banyai, and H. Haug, "Evaluation of the Hartree-Fock theory of the excitonic optical Stark effect," *Phys. Stat. Sol.(b)*, vol. 150, pp. 393–399, 1988.
- [12] M. Lindberg and S. W. Koch, "Theory of the Optical Stark Effect in Semiconductors under Ultrashort-Pulse Excitation," *Phys. Stat. Sol. (b)*, vol. 150, pp. 379–385, 1988.

- [13] M. Combescot and R. Combescot, "Optical Stark effect of the exciton: Biexcitonic origin of the shift," *Phys. Rev. B*, vol. 40, no. 6, pp. 3788–3901, 1989.
- [14] C. Ell, J. F. Müller, K. El Sayed, and H. Haug, "Influence of many-body interactions on the excitonic optical Stark effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 3, pp. 304–307, 1989.
- [15] M. Combescot and O. Betbeder-Matibet, "On the exciton red-shift in the optical Stark effect," *Solid State Commun.*, vol. 75, no. 2, pp. 163–165, 1990.
- [16] A. I. Bobrysheva, M. I. Shmiglyuk, and V. G. Pavlov, "Optical exciton Stark effect and quantum beats at exciton quasienergy levels in quantum wells," *Phys. Solid State*, vol. 39, no. 7, pp. 1147–1149, 1997.
- [17] N. H. Quang, "The optical Stark effect of the exciton due to dynamical coupling between quantized states of the electron and hole in quantum wells," *Int. J. Mod. Phys. B*, vol. 7, pp. 3405–3413, 1993.
- [18] K. Tai, J. Hegarty, and W. T. Tsang, "Observation of optical Stark effect in InGaAs/InP multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 3, pp. 152–154, 1987.
- [19] W. H. Knox, D. S. Chemla, D. A. B. Miller, J. B. Stark, and S. Schmitt-Rink, "Femtosecond ac Stark effect in semiconductor quantum wells: Extreme low- and high-intensity limits," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 62, no. 10, pp. 1189–1192, 1989.
- [20] A. Mysyrowicz and D. Hulin, "Optical Stark effect in GaAs quantum wells," *Le J. Phys. Colloq.*, vol. 49, no. C2, pp. C2-175–C2-177, 1988.
- [21] T. Unold, K. Mueller, C. Lienau, T. Elsaesser, and A. D. Wieck, "Optical stark effect in a quantum dot: Ultrafast control of single exciton polarizations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, no. 15, p. 157401, 2004.
- [22] C. Biswas, H. Jeong, M. S. Jeong, W. J. Yu, D. Priyat, and Y. H. Lee, "Quantum dot-carbon nanotube hybrid phototransistor with an enhanced optical stark effect," *Adv. Funct. Mater.*, vol. 23, no. 29, pp. 3653–3660, 2013.
- [23] D. Hulin and M. Joffre, "Excitonic optical Stark redshift: The biexciton signature," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 27, pp. 3425–3428, 1990.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] M. Combescot, "Semiconductors in strong laser fields: from polariton to exciton optical Stark effect," *Phys. Rep.*, vol. 221, no. 4, pp. 167–249, 1992.
- [28] D. N. Thao, L. T. N. Bao, D. D. Phuoc, and N. H. Quang, "A theoretical study of the optical Stark effect in InGaAs/InAlAs quantum dots," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 32, no. 2, p. 025014, 2017.

- [29] L. T. Ngoc Bao, D. D. Phuoc, L. T. Dieu Hien, and D. N. Thao, "On the optical stark effect of excitons in InGaAs prolate ellipsoidal quantum dots," *J. Nanomater.*, vol. 2021, pp. 1–12, 2021.
- [30] D. N. Thao, D. D. Phuoc, L. T. N. Bao, L. T. D. Hien, T. P. T. Linh, and N. T. Le Thuy, "Three-Level Optical Stark Effect of Excitons in GaAs Cylindrical Quantum Wires," *J. Nanomater.*, vol. 2021, pp. 1–10, 2021.
- [31] Hughes-Hallett, *Calculus Single and Multivariate*, 6th edition, Wiley, 2012.
- [32] Mora-Ramos M. E., El Aouma A., Duque C. A. et al. "Donor impurity energy and optical absorption in spherical sector quantum dots," *Heliyon*, vol. 6, p. e03194(1–11), 2020.
- [33] Nouredine Zettili (2009), *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*, Second Edition, Wiley, p. 576.
- [34] Gharaati A., Khordad R. "A new confinement potential in spherical quantum dots: Modified Gaussian potential. Superlattices and Microstructures," vol. 48, no.3, pp. 276–287, 2010.
- [35] M. Suzuki, T. Uenoyama, and A. Yanase, "First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN," *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 11, pp. 8132–8139, 1995.
- [36] C. Wetzel, S. Nitta, T. Takeuchi, S. Yamaguchi, H. Amano, and I. Akasaki, "On the Bandstructure in GaInN/GaN Heterostructures - Strain, Band Gap and Piezoelectric Effect," *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, vol. 3, pp. 1–10, 1999.

THE RED-SHIFT OF EXCITON IN THE OPTICAL STARK EFFECT IN A SPHERICAL SECTOR QUANTUM DOTS

Le Thi Dieu Hien^{1*}, 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

This study investigates the absorption spectrum of excitons in spherical sector-shaped quantum dots with infinite potential under the influence of a pump laser field, using the renormalized wave function method within the effective mass approximation. The appearance of two distinct absorption peaks corresponding to two interband transitions indicates the presence of the three-level optical Stark effect. The results show that the absorption spectrum is highly sensitive to the apical angle, dot radius, and detuning of the pump field. Specifically, increasing these parameters leads to a redshift of the absorption peaks.

Keywords: optical Stark effect, the red-shift, the renormalized wave function theory, spherical sector quantum dots.



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