

## PHỔ HẤP THỤ CỦA CHẤM LƯỢNG TỬ PHÒNG CẦU GaAs DẠNG THUẦN

Lê Quý Thông<sup>1\*</sup>, Lê Ngọc Minh<sup>1</sup>, Hoàng Sỹ Tài<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 Quảng Bình

\*Email: lqthong@gmail.com

Ngày nhận bài: 6/3/2018; ngày hoàn thành phản biện: 26/4/2018; ngày duyệt đăng: 8/6/2018

### TÓM TẮT

Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng, xác định được phổ năng lượng và hàm sóng của điện tử trong chấm lượng tử phòng cầu dạng thuần như là hàm của tham số  $\chi = c/a$ . Sử dụng hàm phân bố Lifshits-Slezov, thu được biểu thức giải tích hệ số hấp thụ; sử dụng các chương trình Mathematica 9 và Origin 8 để khảo sát sự phụ thuộc phổ hấp thụ của hệ chấm lượng tử phòng cầu GaAs dạng thuần theo tham số  $\chi$ .

**Từ khóa:** chấm lượng tử, phòng cầu, phổ hấp thụ, dạng thuần.

### 1. MỞ ĐẦU

Cấu trúc thấp chiều hình thành khi ta hạn chế chuyển động của các điện tử theo ít nhất là một hướng trong phạm vi khoảng cách cỡ bước sóng De Broglie của nó. Khi đó, việc giải phương trình Schrodinger cho thấy số chiều đóng một vai trò quan trọng trong phổ năng lượng của hệ. Tùy theo số chiều, người ta chia vật liệu bán dẫn làm bốn loại: bán dẫn khối, giếng lượng tử (quantum well), dây lượng tử (quantum wire) và các chấm lượng tử (quantum dot – QD)[1]. Trong QD các hạt bị giới hạn theo cả 3 chiều trong không gian và hoàn toàn không thể chuyển động tự do và vì thế chỉ tồn tại các trạng thái gián đoạn trong không gian. Phổ năng lượng liên tục chuyển thành các mức năng lượng gián đoạn theo cả ba chiều trong không gian.

QD là tinh thể bán dẫn, có kích thước cỡ nm, có thể chứa từ 1-1000 điện tử. Trong QD, các mức năng lượng của hệ bị lượng tử hóa. Thời gian sống phát xạ của QD dài do đó làm tăng xác suất hấp thụ tại các bước sóng ngắn hơn và làm cho phổ hấp thụ mở rộng. Do năng lượng vùng cấm quyết định bước sóng phát xạ photon, bởi vậy có thể kiểm soát bước sóng phát xạ qua kích thước của hạt nano. Phổ hấp thụ rộng của các QD cho phép ta kích thích, tại cùng một bước sóng, kích thích cùng lúc các QD kích thước khác nhau, trong vùng phổ rộng. Nghiên cứu về QD bắt đầu từ năm 1986 và

tăng mạnh cho đến nay đã có nhiều đăng ký phát minh cho các ứng dụng của QD. Như trong các linh kiện chuyển đổi năng lượng mặt trời, các linh kiện quang điện tử, các detector siêu nhạy, các linh kiện phát sáng, trong các ứng dụng y - sinh [6], [7] các cảm biến sinh học nano [8]. Có thể nói, hiện nay là thời đại của QD vì có rất nhiều ứng nổi bật của QD trong các lĩnh vực trên.

Riêng bài toán này cũng đã có nhiều nghiên cứu trong đó công trình của A. Gusev và các đồng nghiệp [2] thực hiện trong gần đúng khối lượng hiệu dụng cho điện tử (lỗ trống) không có trường ngoài, sử dụng lý thuyết nhiễu loạn được xây dựng trong khuôn khổ của khai triển Kantorovich và phương pháp đoạn nhiệt. Các giá trị riêng và hàm riêng, thu được ở cả hai hình thức giải tích và tính số, đã được áp dụng để phân tích các đặc điểm phổ và tính chất quang của các chấm lượng tử phòng cầu trong điện trường đều. Công trình của G. Cantele và các đồng nghiệp [3] nghiên cứu chuyển động của một hạt chỉ giới hạn trong một chấm lượng tử phòng cầu, giải phương trình Schrodinger bằng tính số sử dụng hệ tọa độ thích hợp và phương pháp biến phân. So sánh các kết quả từ hai phương pháp xét tới sự thay đổi các bán trục. Họ thấy rằng các mức năng lượng giới hạn của từng trạng thái được suy biến khác với các chấm lượng tử hình cầu và điều này có thể được giải thích do kết quả của hiệu ứng biến dạng hình học và thể tích gây ra.

## 2. HÀM SÓNG VÀ NĂNG LƯỢNG CỦA ĐIỆN TỬ TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ PHÒNG CẦU DẠNG THUẬN

### 2.1. Bài toán biên cho chấm lượng tử phòng cầu dạng thuận trong gần đúng khối lượng hiệu dụng

Trong gần đúng khối lượng hiệu dụng, xét chấm lượng tử phòng cầu (spheroidal quantum dot – SQD) trong mô hình lượng tử hóa kích thước mạnh. Ta có phương trình Schrodinger của điện tử (lỗ trống) trong từ trường đều  $\vec{H}$  với thế vec tơ  $\vec{A}$  và điện trường  $\vec{\varepsilon}$  của SQD như sau:

$$\hat{H}\psi(r_e, r_h) = E\psi(r_e, r_h); \quad (2.1)$$

$$\text{với: } \hat{H} = \sum_{i=e,h} \left\{ \frac{1}{2m_i} \left( \hat{P}_i - \frac{q_i}{c} \vec{A} \right)^2 - q_i (\vec{\varepsilon} \vec{r}_i) + V_{conf}(\vec{r}_i) - \frac{q_i q_c}{\kappa |\vec{r}_i|} \right\} + \frac{q_e q_h}{\kappa |\vec{r}_e - \vec{r}_h|}. \quad (2.2)$$

Ta sẽ giải bài toán trên trong phạm vi: SQD không chịu ảnh hưởng của điện trường  $\vec{\varepsilon}$ , không chịu tác dụng của từ trường  $\vec{H} = 0$  và bỏ qua cả tương tác Coulomb giữa điện tử và lỗ trống cùng với ảnh hưởng của tạp chất.

Lúc đó, phương trình Schrodinger cho điện tử và lỗ trống có dạng :

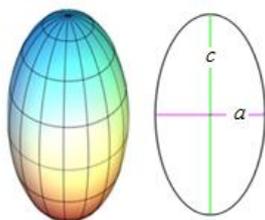
$$\hat{H}\psi(r) = E\psi(r), \quad (2.3)$$

với:  $\hat{H} = \frac{1}{2m^*} \hat{P}^2 + V_{conf}(\vec{r})$ ,  $m^*$  là khối lượng hiệu dụng của điện tử (hoặc lỗ trống); thế cấm từ  $V_{conf}(\vec{r})$  có dạng:

$$V_{conf}(\vec{r}) = V(\vec{r}) = \begin{cases} 0 & (0 < S(\vec{r}) < 1) \\ \infty & (S(\vec{r}) \geq 1) \end{cases} \quad (2.4)$$

$$S(\vec{r}) = \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2}, \quad (2.5)$$

ở đây  $a, c$  là các bán trục của SQD. Trong trường hợp chấm lượng tử phỏng cầu dạng thuôn (prolate spheroidal quantum dot – PSQD), ta có  $c > a$  như hình 2.2.



Hình 2.1. Giới hạn bề mặt của PSQD.

## 2.2. Năng lượng và hàm sóng của điện tử trong PSQD

Trong phần này, chúng tôi trình bày cách giải phương trình (2.3) để tìm hàm sóng và phổ năng lượng của một hạt bị giam giữ trong một không gian khép kín với dạng phỏng cầu. Chọn hệ trục tọa độ sao cho bán trục  $a$  của chấm nằm trong mặt phẳng  $Oxy$  còn  $c$  hướng dọc theo trục  $z$ . Miền khảo sát bị giới hạn bởi bề mặt  $S$  với phương trình tham số:

$$\begin{cases} x = a \cos \varphi \sin \theta \\ y = a \sin \varphi \sin \theta \\ z = c \cos \theta \end{cases}, \quad (2.6)$$

với  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  và  $0 \leq \theta \leq \pi$ . Vấn đề của chúng ta là giải phương trình

$$\text{Schrodinger cho hạt tự do: } -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \Psi(x, y, z) = E^v \Psi(x, y, z), \quad (2.7)$$

$$\text{với điều kiện biên: } \Psi(x, y, z)|_{(x,y,z) \in S} = 0. \quad (2.8)$$

Ta phải tìm một hệ tọa độ mới  $\xi, \eta, \varphi$  để phương trình (2.7) có thể tách biến

Phổ hấp thụ của chấm lượng tử phòng cầu GaAs dạng thuần

được và phương trình của mặt S trong hệ tọa độ có dạng  $\xi = const$ . Bài toán biên trong trường hợp này sẽ được giải trong hệ tọa độ phòng cầu dạng thuần  $\xi, \eta, \varphi$  :

$$\begin{cases} x = f\sqrt{\xi^2 - 1}\sqrt{1 - \eta^2}\cos\varphi \\ y = f\sqrt{\xi^2 - 1}\sqrt{1 - \eta^2}\sin\varphi, \\ z = f\xi\eta \end{cases} \quad (2.9)$$

với  $1 \leq \xi < +\infty; -1 \leq \eta \leq 1; 0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ,  $f$  là hằng số.

Chọn  $\eta = \cos\theta$  với  $0 \leq \theta \leq \pi$ , từ phương trình (2.9), ta thấy trong hệ tọa độ phòng cầu, bề mặt với phương trình  $\xi = const$  mô tả cho họ các ellipsoid với bán trục  $f\sqrt{\xi^2 - 1}$  (trong mặt phẳng  $Oxy$ ) và  $f\xi$  (dọc theo trục  $z$ ). Vì vậy, tham số  $f$  được xác định bởi điều kiện là ellipsoid thuộc về họ bề mặt (2.6), nghĩa là, phải tồn tại một giá trị  $\bar{\xi}$  của  $\xi$  sao cho:

$$\begin{cases} f\sqrt{\bar{\xi}^2 - 1} = a \\ f\bar{\xi} = c \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} f = c\sqrt{1 - \frac{1}{\chi^2}} = ce \\ \bar{\xi} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\chi^2}}} = \frac{1}{e} \end{cases}, \quad (2.10)$$

ở đây  $e = \frac{f}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\chi^2}}$  là tâm sai của ellipsoid. Phương trình (2.10) xác định khi:

$\chi = \frac{c}{a} > 1$ . Bây giờ chúng ta có thể viết lại và tách biến phương trình (2.7) trong hệ tọa độ mới, ta được:

$$\frac{d}{d\xi} \left[ (\xi^2 - 1) \frac{d}{d\xi} R(\xi) \right] - \left[ \lambda - h^2\xi^2 + \frac{m}{\xi^2 - 1} \right] R(\xi) = 0 \quad (2.11a)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left[ (1 - \eta^2) \frac{d}{d\eta} S(\eta) \right] + \left[ \lambda - h^2\eta^2 - \frac{m}{1 - \eta^2} \right] S(\eta) = 0 \quad (2.11b)$$

$$\frac{1}{\phi(\varphi)} \frac{d^2}{d\varphi^2} \phi(\varphi) = -m^2, \quad (2.11c)$$

$$\text{với } m \text{ và } \lambda \text{ là hằng số tách, } h = \varepsilon f = f\sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} E} \quad (2.11d)$$

Chúng ta chú ý rằng các phương trình (2.11a) và (2.11b) được liên kết bởi cả hằng số tách và  $h$ . Trong trường hợp này, phương trình thứ hai phải được giải với  $h$  cố định và  $\lambda$  rời rạc là hàm của  $h$ .

Nghiệm của (2.11c) có dạng  $\phi(\varphi) = \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}$  với  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  là số lượng tử

từ. Trong khi đó nghiệm của phương trình (2.11b) có dạng tổ hợp tuyến tính các hàm phỏng cầu góc dạng thuần loại một và loại hai [3]:

$$S_{lm}(h, \eta) = C_1 S_{lm}^{(1)}(h, \eta) + C_2 S_{lm}^{(2)}(h, \eta) \quad (2.12)$$

$$\text{với: } S_{lm}^{(1)}(h, \eta) = \sum_{r=0,1}^{\infty} d_r^{lm}(h) P_{l+r}^l(\eta) \text{ và } S_{lm}^{(2)}(h, \eta) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} d_r^{lm}(h) Q_{l+r}^l(\eta),$$

trong đó  $P_{l+r}^l(\eta)$  và  $Q_{l+r}^l(\eta)$  là các hàm Legendre liên kết và  $l \geq m$ . Các hàm  $S_{lm}^{(2)}(h, \eta)$  phân kỳ khi  $\eta = 1$ . Vì vậy, để hàm sóng hữu hạn với  $-1 \leq \eta \leq 1$  thì  $C_2 = 0$ .

Các nghiệm của phương trình (2.11a) là tổ hợp tuyến tính của các hàm phỏng cầu xuyên tâm dạng thuần loại một và loại 2 [3]:

$$R_{lm}(h, \xi) = B_1 R_{lm}^{(1)}(h, \xi) + B_2 R_{lm}^{(2)}(h, \xi). \quad (2.13)$$

Hàm  $R_{lm}^{(2)}(h, \xi)$  phân kỳ tại  $\xi = 1$ . Vì vậy, để hàm sóng hữu hạn khi  $1 \leq \xi \leq \bar{\xi}$  ta phải chọn hệ số  $B_2 = 0$ .

Từ những kết quả trên, chúng tôi tìm được hàm sóng điện tử (lỗ trống) trong một PSQD:

$$\Psi(\xi, \eta, \varphi) = A S_{lm}^{(1)}(h, \eta) R_{lm}^{(1)}(h, \xi) e^{im\varphi}, \quad (2.14)$$

với  $A$  là hệ số chuẩn hóa.

Khi đó điều kiện (2.8) trở thành:

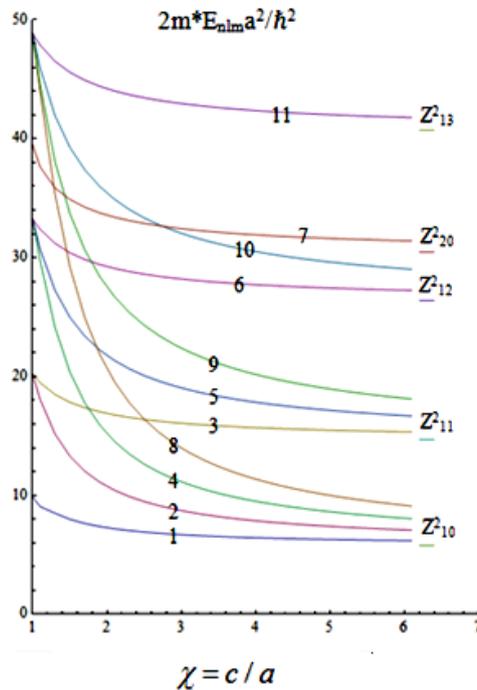
$$R_{l,m}^{(1)}(h, \bar{\xi}) = 0 \quad (2.15)$$

Phương trình (2.15) cho phép ta xác định được phổ năng lượng gián đoạn  $\varepsilon_{n,l,m}^v = \frac{2m^* E_{n,l,m}^v}{\hbar^2}$  của hạt giam giữ trong PSQD. Với mỗi cặp giá trị  $l, m$  xác định và ứng với một giá trị xác định của  $\bar{\xi}$  ta tìm được một tập các giá trị rời rạc của  $h$  từ (2.15)

Phổ hấp thụ của chấm lượng tử phòng cầu GaAs dạng thuần

và từ đó xác định được phổ năng lượng theo công thức (2.11d)

Sử dụng phần mềm Mathematica, chúng tôi thu được đồ thị sự phụ thuộc năng lượng vào  $\chi$  ứng với các bộ giá trị  $(nlm)$  khác nhau như trên hình 2.2. Các vạch ngắn bên phải trên hình 2.2 chỉ các mức năng lượng của một giếng lượng tử hình trụ có bán kính  $a$  ( $Z_{ns}$  là không điểm thứ  $n$  của hàm Bessel cấp  $s$ ).



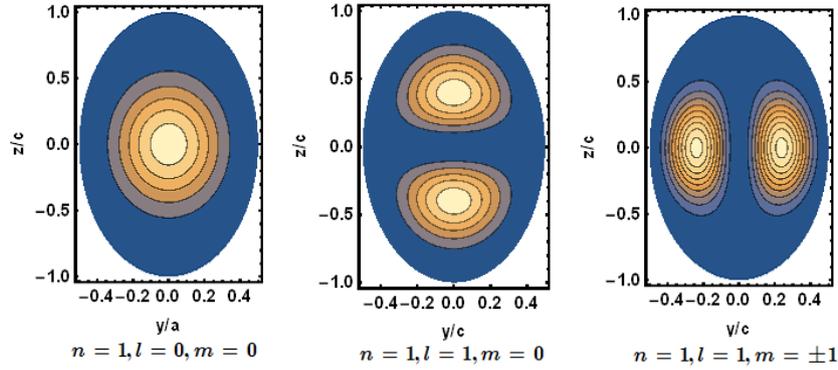
Hình 2.2 Sự phụ thuộc của năng lượng điện tử vào  $\chi$  trong PSQD.

Với: (1) 100; (2) 110; (3) 11±1; (4) 120; (5) 12±1; (6) 12±2; (7) 200;

(8) 130; (9) 13±1; (10) 13±2; (11) 13±3.

Sự suy biến đối với  $m$  như trong QD hình cầu với bị loại bỏ, đó là do ảnh hưởng của việc mất đối xứng cầu. Đồng thời, sự suy biến ngẫu nhiên xuất hiện

Đặc biệt, chúng tôi thấy rằng nếu  $\chi > 1$  ở các trạng thái với  $n, m$  giống nhau nhưng  $l$  khác nhau trở thành suy biến gần như nhau với giá trị  $\chi$  lớn. Một nhận xét nữa là nếu chúng ta cố định  $a$  và tăng  $\chi$  (tăng  $c$ ) đến dạng các hình học giới hạn cho  $\chi \rightarrow \infty$  là một giếng lượng tử với bề rộng  $a$ . Các mức năng lượng trong hai phổ khác nhau xuất hiện mức giao cắt, điều này giải thích sự hiện diện của sự suy biến ngẫu nhiên.



Hình 2.3 Đồ thị mật độ xác suất tìm thấy hạt trong PSQD khi  $\chi = 2$  và  $(nlm)$  lần lượt là  $(100), (110), (111), (11, \pm 1)$

Trên hình (2.3) là phân bố xác suất tìm thấy hạt trong QD phẳng cần dạng chuẩn ở trong các trạng thái tương ứng với các bộ số lượng tử  $(nlm)$  khác nhau

### 3. PHỔ HẤP THỤ CỦA PSQD GaAs

Vì ở đây chúng ta không đề cập đến hiệu ứng exciton nên hệ số hấp thụ được tính gần đúng theo công thức như sau [4]:

$$K(\omega^{ph}, a, c) = \sum_{\nu, \nu'} K_{\nu, \nu'}(\omega^{ph}, a, c, u) = A \sum_{\nu, \nu'} I_{\nu, \nu'}(u) \delta(\hbar\omega^{ph} - W_{\nu\nu'}) \quad (3.1)$$

$$I_{\nu, \nu'} = \left| \int \psi_{\nu}^e(r, a, c, \mu_e) \psi_{\nu'}^h(r, a, c, \mu_h) dr \right|^2, \quad (3.2)$$

trong đó:  $A$  tỉ lệ với bình phương yếu tố ma trận trong phân tích Bloch;  $\psi_{\nu}^e$  và  $\psi_{\nu'}^h$  là hàm riêng của điện tử (e) và lỗ trống (h);  $E_{\nu}^e$  và  $E_{\nu'}^h$  là trị riêng năng lượng của (e) và (h), phụ thuộc vào các bán trục  $a, c$  và tập hợp các số lượng tử đoạn nhiệt  $\nu = [n, l, m]$  và  $\nu' = [n', l', m']$ , với  $m = -m'$ ;  $E_g$  là bề rộng vùng cấm của bán dẫn khối,  $\omega^{ph}$  là tần số ánh sáng tới,  $W_{\nu\nu'} = E_g + E_{\nu}^e(a, c) + E_{\nu'}^h(a, c)$  là năng lượng chuyển tiếp giữa các vùng ứng với giá trị lớn nhất của  $K(\omega^{ph})$ .

Ta viết lại khai triển (3.1) dưới dạng:

$$K(\omega^{ph}, a, c) = AE_g^{-1} \sum_{\nu, \nu'} I_{\nu, \nu'} \delta[f_{\nu, \nu'}(u)]. \quad (3.3)$$

$$f_{\nu, \nu'}^{h \rightarrow e}(u) = \omega_1 - \frac{E_{\nu}^e(a, c) + E_{\nu'}^h(a, c)}{E_g} = \omega_1 - \frac{\hbar^2}{2\mu_e c^2 E_g} \left[ 1 + \frac{\mu_e}{\mu_h} \right] \varepsilon_{\nu, \nu'} \quad (3.4)$$

Phổ hấp thụ của chấm lượng tử phòng cầu GaAs dạng thuần

với  $\omega_1 = \frac{\hbar\omega^{ph} - E_g}{E_g}$  là năng lượng quang học chuyển tiếp giữa các vùng.

Xét các PSQD với bán trục được viết lại  $a = u_p \bar{a}$  được xác định bởi thông số ngẫu nhiên  $u$  với hàm phân bố  $P(u)$ . Ở đây ta sử dụng hàm phân bố Lifshits-Slezov [4]:

$$P(u) = \begin{cases} \frac{3^4 e u^2 e^{-\frac{1}{1-2u/3}}}{2^{5/3} (u+3)^{7/3} (\frac{3}{2}-u)^{11/3}} & \text{khi } 0 < u < \frac{3}{2} \\ 0 & \text{khi } u \leq 0 \cup u \geq \frac{3}{2}. \end{cases} \quad (3.5)$$

Hệ số hấp thụ  $K^p(\omega^{ph}, a, \bar{c})$  với kích thước khác nhau của bán trục được khai triển như sau:

$$K^p(\omega^{ph}, a, \bar{c}) = \int K(\omega^{ph}, a, \bar{c}, u_p) P(u_p) du_p. \quad (3.6)$$

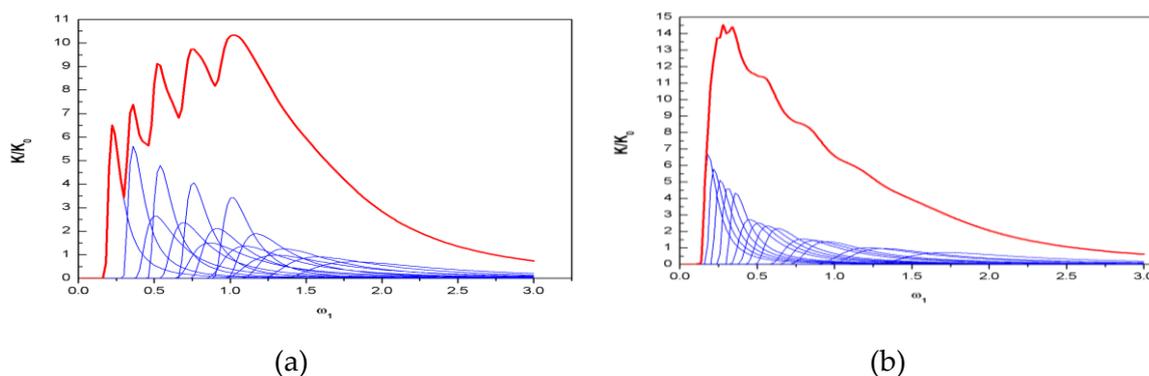
Ta đưa đến khai triển giải tích của hệ số hấp thụ  $K(\omega^{ph}, a, c)$  của một hệ các QD bán dẫn với phân bố ngẫu nhiên của bán trục:

$$\frac{K(\omega^{ph})}{K_0} = \sum_{\nu, \nu', s} \frac{K_{\nu, \nu'}(\omega^{ph})}{K_0}, \quad (3.7)$$

$$\frac{K_{\nu, \nu'}(\omega^{ph})}{K_0} = I_{\nu, \nu'}(u_s) \left| \frac{df_{\nu, \nu'}(u)}{du} \right|_{u=u_s}^{-1} P(u_s),$$

với  $K_0 = A E_g^{-1}$  là hệ số chuẩn hóa,  $u_s$  là nghiệm của phương trình  $f_{\nu, \nu'}(u_s) = 0$ .

Thực hiện tính số trên Mathematica với các hằng số của GaAs:  $\mu_e = 0.067m_0$  và  $\mu_h \equiv \mu_{hh} = 0.558m_0$  lần lượt là khối lượng của điện tử và lỗ trống,  $E_g = 1430meV$  là bề rộng vùng cấm,  $a_B = 104 \times 10^{-10}m$ .



Hình 3.1. Phổ hấp thụ của PSQD GaAs với  $\chi = 2$  (hình a) và  $\chi = 5$  (hình b);

$a = 2a_B$  lấy tổng các số lượng tử đầu tiên ( $n = 1; l = 0, 1, 2, \dots; m = 0, 1, \dots, l$ ).

Chúng tôi đưa ra hai đồ thị của hai giá trị  $\chi$  khác nhau để có thể so sánh các giá trị cực đại cũng như sự biến thiên của hệ số hấp thụ. Ta thấy hệ số hấp thụ toàn phần của PSQD GaAs trong trường hợp  $\chi = 2$  có độ lớn thấp hơn và chiều biến thiên diễn ra ít trơn hơn so với hệ số hấp thụ toàn phần trong trường hợp  $\chi = 5$ .

#### 4. KẾT LUẬN

Trên đây chúng tôi đã tìm được hàm sóng và các mức năng lượng của điện tử (lỗ trống) trong PSQD, xây dựng được đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của các mức năng lượng của điện tử và mật độ xác suất tìm thấy điện tử trong PSQD ứng với các giá trị khác nhau của  $\chi$ . Sử dụng hàm phân bố Lifshits-Slezov chúng tôi đã xác định được biểu thức giải tích của hệ số hấp thụ. Chúng tôi đã tính số và vẽ đồ thị của phổ hấp thụ của một hệ PSQD GaAs ứng với các giá trị khác nhau của  $\chi$ .

Trong tương lai, phép tính và thuật toán giải số của chúng tôi trên đây sẽ là cơ sở ứng dụng để có thể phát triển bài toán trên trong những điều kiện phức tạp hơn như có kết hợp thêm việc khảo sát các hiệu ứng exciton cũng như tương tác giữa điện tử với điện tử và lỗ trống với lỗ trống, hay thay cho các thế giam giữ khác thế vô hạn... Nói chung, kết quả này là một đóng góp vào việc tìm hiểu các hệ thấp chiều trong chất rắn nói chung và bán dẫn nói riêng. Từ đó biết được đặc điểm của vật liệu nano và đi đến các ứng dụng cụ thể trong thực tế.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Nguyễn Ngọc Long (2007), *Vật lý chất rắn*, Nhà xuất bản giáo dục Hà Nội.
- [2]. A.A Gusev, L.L. Hai, S.I. Vinitzky, O. Chuluunbaatar, V.L. Derbov, A.S. Klombotskaya, K.G. Dvoyan và H.A. Sarkisyan, (2013) "Analytical and numerical calculations of spectral and optical characteristics of spheroidal quantum dots", *Physics of Atomic Nuclei*, vol 76,

Phổ hấp thụ của chấm lượng tử phỏng cầu GaAs dạng thuần

No.8, pp1033-1055

- [3]. G. Cantele, D. Ninno and G. Iadonisi, (2000) "Confined states in ellipsoidal quantum dots", *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol 12, No 42, pp 9019–9036
- [4]. I.M. Lifshits and V.V. Slezov (1958), *Sov. Phys. JETP*. 35, 479.
- [5]. Le-Wei Li, Xiao-Kang Kang, and Mook-Seng Leong (2002), *Spheroidal Wave Functions in Electromagnetic Theory*, Wiley, New York.
- [6]. Mahto S. K., Park C., Yoon T. H., Rhee S. W. (2010), "Assessment of cytocompatibility of surface-modified CdSe/ZnSe quantum dots for BALB/3T3 fibroblast cells", *Toxicology in Vitro* 24, pp. 1070-1077.
- [7]. Smith A. M., Mohs A. M., Nie S. (2009), "Tuning the optical and electronic properties of colloidal nanocrystals by lattice strain", *Nature Nanotechnology* 4, pp. 56-63.
- [8]. Smith A. M. and Nie S. (2009), "Semiconductor Nanocrystals: Structure, Properties, and Band Gap Engineering", *Accounts of Chemical Research* 43, pp. 190-200.

## ABSORPTION SPECTRUM OF PROLATE SPHEROIDAL QUANTUM DOT GaAs

Le Quy Thong<sup>1\*</sup>, Le Ngoc Minh<sup>1</sup>, Hoang Sy Tai<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Faculty of Physics, Quang Binh University

\*Email: lqthong@gmail.com

### ABSTRACT

In the framework of effective mass approximation, the energy spectra and wave functions of electron for prolate spheroidal quantum dots are determined as function of parameter  $\chi = c / a$ . By using distribution function Lifshits-Slezov, analytical expressions for absorption coefficient are obtained; Mathematica 9 and Origin 8 have been used to investigate numerically the dependence of absorption spectrum of prolate spheroidal quantum dot GaAs on  $\chi$ .

**Keywords:** absorption spectrum, quantum dot, prolate, spheroidal.



**Lê Quý Thông** sinh năm 1958. Năm 1981, ông tốt nghiệp cử nhân chuyên ngành Toán lý tại Đại học Tổng hợp Huế. Năm 1996, ông nhận học vị tiến sĩ chuyên ngành Vật lý lý thuyết & Vật lý toán tại Viện Vật lý, Hà Nội. Hiện tại, ông đang là cán bộ giảng dạy tại Khoa Vật lý, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

*Lĩnh vực nghiên cứu:* Tinh thể quang tử và Các hệ thấp chiều.



**Lê Ngọc Minh** sinh năm 1963. Ông tốt nghiệp cử nhân chuyên ngành Vật lý lý thuyết tại Trường Đại học Tổng hợp Huế (nay là Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế) năm 1981 và nhận học vị thạc sĩ chuyên ngành Vật lý chất rắn tại Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế năm 1999. Ông hiện đang là cán bộ giảng dạy tại Khoa Vật lý, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

*Lĩnh vực nghiên cứu:* Vật lý lý thuyết và vật lý tính toán (Nghiên cứu các tính chất của các hệ thấp chiều, tinh thể photonic).

