

## NGHIÊN CỨU CẤU TRÚC VÙNG CỦA TINH THỂ QUANG TỬ HAI CHIỀU BẰNG PHƯƠNG PHÁP FDTD

Lê Quý Thông<sup>1\*</sup>, Lê Ngọc Minh<sup>1</sup>, Lê Thị Ngọc Bảo<sup>1</sup>

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

\* Email: lqthong@gmail.com

### TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi sử dụng phương pháp sai phân hữu hạn miền thời gian để nghiên cứu cấu trúc vùng của tinh thể quang tử hai chiều kiểu mạng vuông gồm các thanh điện môi hình trụ đặt trong không khí và các lỗ hổng hình trụ trên nền điện môi. Ảnh hưởng của bán kính hình trụ lên vùng cấm quang tử của tinh thể quang tử hai chiều cho cả hai kiểu phân cực TE (transverse electric) và TM (transverse magnetic) cũng được nghiên cứu. Các kết quả thu được cho thấy cấu trúc vùng cũng như độ rộng vùng cấm quang tử phụ thuộc mạnh vào bán kính của các thanh điện môi và lỗ hổng.

**Từ khóa :** Cấu trúc vùng, mạng vuông, phương pháp FDTD, tinh thể quang tử.

### 1. MỞ ĐẦU

Các tinh thể quang tử (PhCs) đã thu hút nhiều nghiên cứu do khả năng điều khiển ánh sáng dựa vào việc tồn tại các vùng cấm quang tử trong phổ tần số mà ánh sáng với tần số nằm trong vùng này không thể lan truyền qua cấu trúc. Các nghiên cứu về tinh thể quang tử đã phát triển cả về mặt lý thuyết và thực nghiệm trong gần ba mươi năm kể từ khi Yablonovitch và John đưa ra khái niệm tinh thể quang tử vào năm 1987 [1,2]. Nhiều phương pháp số đã được phát triển để nghiên cứu sự lan truyền của ánh sáng trong một cấu trúc tuần hoàn nhân tạo có nhiều ứng dụng tiềm năng trong viễn thông như chế tạo các bộ dẫn sóng [3], các buồng vi cộng hưởng [4], các bộ lọc quang học trong một dải phổ rộng [5] và các laser nano [6]. Các phương pháp ma trận chuyển (the transfer matrix method – TMM), phương pháp khai triển sóng phẳng (the plane wave expansion method – PWE) và phương pháp sai phân hữu hạn miền thời gian (the finite difference time domain – FDTD) là những phương pháp phổ biến nhất để nghiên cứu các tính chất của tinh thể quang tử.

Trong bài báo này chúng tôi sử dụng phương pháp sai phân hữu hạn miền thời gian kết hợp với việc lập trình tính số trên phần mềm Matlab để xác định cấu trúc vùng cấm quang tử (photonic band gap – PBG) của tinh thể quang tử 2D kiểu mạng vuông gồm các thanh germanium hình trụ đặt trong không khí và các lỗ hổng không khí hình trụ trên nền điện môi.

## 2. PHƯƠNG PHÁP SAI PHÂN HỮU HẠN MIỀN THỜI GIAN

Phương pháp FDTD là phương pháp chuyển các phương trình Maxwell là các phương trình vi phân đạo hàm riêng thành các phương trình sai phân hữu hạn [7,8]. Nó được sử dụng trong nhiều bài toán liên quan đến sóng điện từ như tán xạ, lý thuyết antenna, truyền sóng điện từ, lý thuyết mạch điện.

Trong môi trường đẳng hướng, các phương trình rot của hệ phương trình Maxwell cho trường điện từ tự do có dạng:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (3)$$

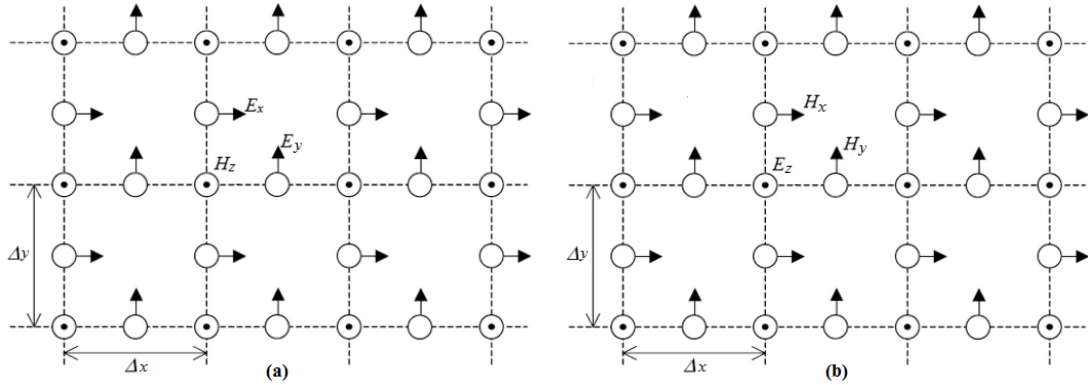
ở đây  $\epsilon$  là hằng số điện môi và  $\mu$  là độ từ thẩm.

Xét trường hợp hai chiều, tất cả các đại lượng vật lý trong các phương trình (1),(2) và (3) là không phụ thuộc vào  $z$  và do đó các đạo hàm riêng theo  $z$  trong các phương trình (1) và (2) sẽ bằng 0. Khi đó hai phương trình (1) và (2) tách thành hai nhóm độc lập. Một nhóm gồm các phương trình mà điện trường chỉ còn một thành phần  $E_z$  và được gọi là mode từ ngang (transverse magnetic mode – TM mode), nhóm còn lại từ trường chỉ còn một thành phần  $H_z$  và được gọi là mode điện ngang (transverse electric mode – TE mode):

$$\begin{aligned} \text{TM mode:} \quad & \frac{\partial E_z}{\partial y} = - \mu \frac{\partial H_x}{\partial t}, \\ & \frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \text{TE mode:} \quad & \frac{\partial H_z}{\partial y} = \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}, \\ & \frac{\partial H_z}{\partial x} = - \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ & \frac{\partial H_z}{\partial t} = - \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Trong hệ tọa độ Descartes các thành phần của điện trường  $\vec{E}$  và từ trường  $\vec{H}$  được đặt xen kẽ trong các ô mạng Yee như trên hình 1 [7,8].



Hình 1. Các thành phần của  $\vec{E}, \vec{H}$  trong mạng Yee 2 chiều : (a) TE mode, (b) TM mode.

Vì cấu trúc của tinh thể quang tử là tuần hoàn nên các vector trường phải thỏa mãn định lý Bloch:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (6)$$

ở đây  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  và  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  là các hàm tuần hoàn trong không gian và thỏa mãn điều kiện:

$$\vec{E}(\vec{r} + \vec{R}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t), \quad \vec{H}(\vec{r} + \vec{R}, t) = \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (7)$$

trong đó  $\vec{R}$  là vector mạng.

Đối với mạng vuông 2 chiều với hằng số mạng  $a$ , điều kiện (6) trở thành:

$$\vec{E}(0, y, t) = \vec{E}(a, y, t)e^{ik_x a}, \quad \vec{E}(x, 0, t) = \vec{E}(x, a, t)e^{-ik_y a}, \quad (8a)$$

$$\vec{H}(a, y, t) = \vec{H}(0, y, t)e^{ik_x a}, \quad \vec{H}(x, a, t) = \vec{H}(x, 0, t)e^{ik_y a}. \quad (8b)$$

Xấp xỉ các đạo hàm theo tọa độ và thời gian trong các hệ phương trình (4) và (5) bằng các công thức sai phân trung tâm [9], ta đưa các hệ phương trình (4) và (5) về các hệ phương trình sai phân sau:

$$\begin{aligned}
 & H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j) - \frac{Dt}{m\Delta y} \left( \epsilon_z^n(i, j + \frac{1}{2}) - \epsilon_z^n(i, j - \frac{1}{2}) \right) \dot{U} \\
 & H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + \frac{Dt}{m\Delta y} \left( \epsilon_z^n(i + \frac{1}{2}, j) - \epsilon_z^n(i - \frac{1}{2}, j) \right) \dot{U} \\
 & E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) + \frac{Dt}{\epsilon \Delta x} \left( H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right) \dot{U} \\
 & \quad - \frac{Dt}{\epsilon \Delta y} \left( H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \right) \dot{U}
 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 TE \text{ mode: } \left\{ \begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j) &= E_x^n(i, j) + \frac{Dt}{Dy} \left( H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \right) \\
 E_y^{n+1}(i, j) &= E_y^n(i, j) - \frac{Dt}{Dx} \left( H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right) \\
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + \frac{Dt}{nDy} \left( E_x^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_x^n(i, j - \frac{1}{2}) \right) \\
 &\quad - \frac{Dt}{nDx} \left( E_y^n(i + \frac{1}{2}, j) - E_y^n(i - \frac{1}{2}, j) \right)
 \end{aligned} \right. \quad (10)
 \end{aligned}$$

Từ đây ta thấy rằng các thành phần của điện trường  $E$  được tính ở các thời điểm  $t = nDt$  còn các thành phần của từ trường  $H$  được tính ở các thời điểm  $t = (n + \frac{1}{2})Dt$ . Các phương trình trên được giải lặp bằng cách tính luân phiên điện trường  $E$  và từ trường  $H$  sau những khoảng thời gian bằng  $\frac{Dt}{2}$ .

Khi thực hiện tính số, để đảm bảo tính ổn định của nghiệm, bước thời gian  $Dt$  và kích thước  $Dx, Dy$  của ô mạng Yee phải thỏa mãn điều kiện Courant:

$$Dt \leq \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{(Dx)^2} + \frac{1}{(Dy)^2}}}, \quad (11)$$

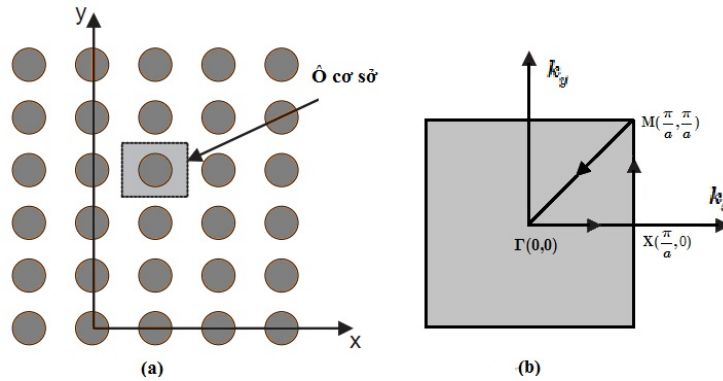
ở đây  $c_0$  là vận tốc ánh sáng trong chân không. Trong thực tế, người ta thường chọn:

$$Dx = Dy = D \text{ và } Dt = \frac{D}{2c_0}. \quad (12)$$

Các công thức (8)-(10) và (12) được sử dụng để mô phỏng sự lan truyền của sóng điện từ trong tinh thể quang tử 2 chiều và xác định vùng cấm quang tử.

### 3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Sử dụng các phương trình (8)-(10) kết hợp với lập trình tính số trên Matlab, chúng tôi khảo sát PhC 2D mạng vuông tạo bởi các thanh germanium (Ge) hình trụ đặt trong không khí và các lỗ hổng hình trụ trên nền Ge với hằng số mạng là  $a = 1 \text{ nm}$ . Để xác định cấu trúc vùng của tinh thể quang tử, ta phải xác định sự phụ thuộc của tần số  $\omega$  của trường điện từ vào vector sóng  $k$  nằm trong vùng Brillouin thứ nhất. Tuy nhiên việc khảo sát tất cả các giá trị của vector sóng là không thể nên trên thực tế, người ta thường khảo sát các giá trị của vector sóng  $k$  dọc theo đường thẳng nối các điểm có tính đối xứng cao trong vùng Brillouin, đường này được gọi là  $k$ -path như trên hình 2.



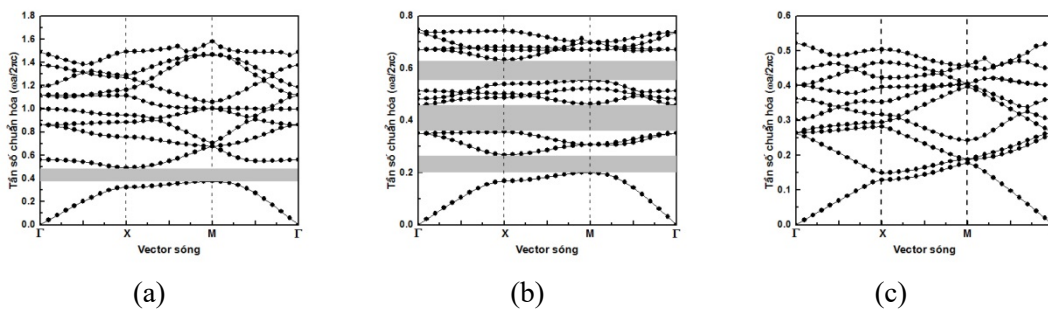
Hình 2. PhC 2D mạng vuông (a) và vùng Brillouin thứ nhất với k – path (b)

### 3.1. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các thanh Ge đặt trong không khí

Chúng tôi đã tính toán và xác định cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông với các thanh Ge có bán kính khác nhau, đặt trong không khí trong cả hai mode lan truyền của sóng điện từ qua PhC là TE và TM mode.

#### 3.1.1. TM mode

Kết quả tính toán cho thấy khi bán kính của thanh thỏa mãn điều kiện  $0,07a \leq r \leq 0,43a$  thì sẽ xuất hiện các vùng cấm quang tử trong cấu trúc vùng của PhC 2D.



Hình 3. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các hình trụ Ge trong không khí, TM mode

(a)  $r = 0,1a$  , (b)  $r = 0,3a$  , (c)  $r = 0,5a$  .

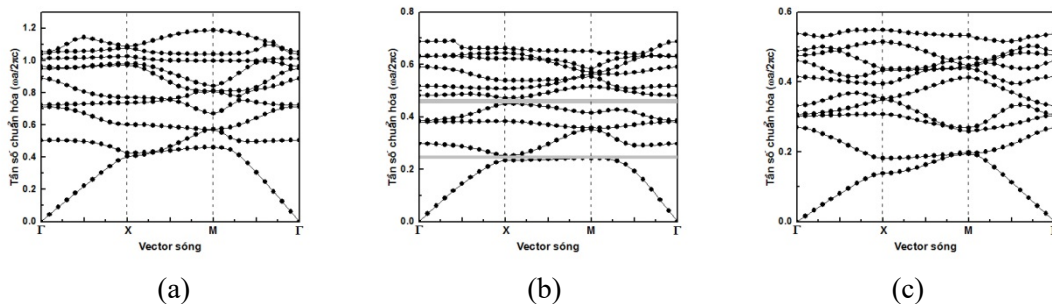
Trên hình 3 là đồ thị biểu diễn 10 vùng đầu tiên trong cấu trúc vùng của PhC 2D, TM mode ứng với các giá trị khác nhau của  $r$ . Trục tung biểu diễn tần số chuẩn hóa  $\omega/2\pi c$  ( $a$  là hằng số mạng và  $c$  là vận tốc ánh sáng trong chân không). Từ đó ta thấy, trên hình 3(a) ứng với  $r = 0,1a$  xuất hiện vùng cấm quang tử bắt đầu từ  $\omega/2\pi c = 0,3745$  với độ rộng  $D\omega/2\pi c = 0,1175$  tương ứng với  $f = 1,1235 \cdot 10^{14}$  Hz và  $Df = 3,525 \cdot 10^{14}$  Hz. Khi  $r = 0,3a$  có 3 vùng cấm quang tử như trên hình 3(b), vùng thứ nhất bắt đầu từ  $\omega/2\pi c = 0,2005$  với độ rộng  $D\omega/2\pi c = 0,0672$  ứng với  $f = 6,015 \cdot 10^{13}$  Hz và  $Df = 2,016 \cdot 10^{13}$  Hz, vùng thứ hai bắt đầu từ  $\omega/2\pi c = 0,3557$  với độ rộng  $D\omega/2\pi c = 0,1033$  ứng với  $f = 1,067 \cdot 10^{14}$  Hz và  $Df = 3,099 \cdot 10^{13}$  Hz, vùng thứ ba bắt đầu từ

$\omega = 0,554$  với độ rộng  $D\omega = 0,0781$  ứng với  $f = 1,662 \cdot 10^{14}$  Hz và  $Df = 2,343 \cdot 10^{13}$  Hz. Khi  $r = 0,5a$  không có vùng cấm quang tử như trên hình 3(b).

Từ các đồ thị trên ta cũng thấy rằng, khi tăng bán kính của các thanh, độ cao của các vùng năng lượng được phép giảm xuống, cụ thể: khi  $r = 0,1a$  các tần số cực đại tại vùng thứ nhất và vùng thứ mười lần lượt bằng  $\omega_{1\max} = 0,3745$  và  $\omega_{10\max} = 1,5805$ ; khi  $r = 0,3a$  các tần số cực đại tương ứng là  $\omega_{1\max} = 0,2005$  và  $\omega_{10\max} = 0,7492$ ; khi  $r = 0,5a$  các tần số cực đại tương ứng là  $\omega_{1\max} = 0,1773$  và  $\omega_{10\max} = 0,5222$ .

### 3.1.2. TE mode

Kết quả tính toán cho thấy khi bán kính của thanh thỏa mãn điều kiện  $0,31a \leq r \leq 0,43a$  thì sẽ xuất hiện các vùng cấm quang tử trong cấu trúc vùng của PhC 2D.



Hình 4. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các hình trụ Ge trong không khí, TE mode

(a)  $r = 0,2a$ , (b)  $r = 0,4a$ , (c)  $r = 0,5a$

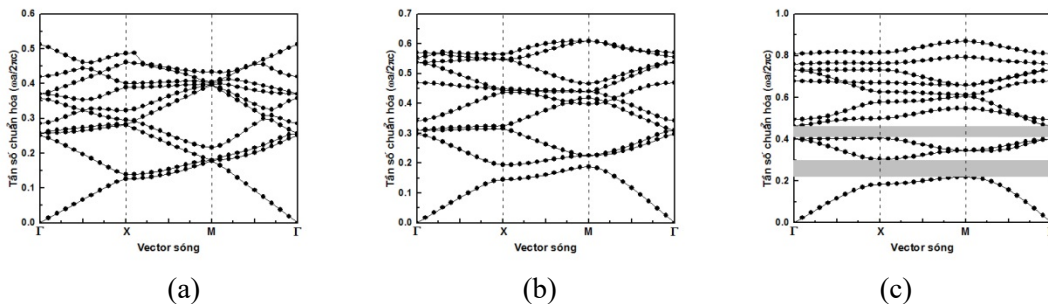
Trên hình 4 là đồ thị biểu diễn 10 vùng đầu tiên trong cấu trúc vùng của PhC 2D, TE mode ứng với các giá trị khác nhau của  $r$ . Từ các đồ thị này ta thấy rằng, trong các trường hợp  $r = 0,2a$  và  $r = 0,5a$  không có vùng cấm quang tử như trên các hình 4(a) và 4(c) tương ứng. Khi  $r = 0,4a$  có hai vùng cấm quang tử rất hẹp, vùng thứ nhất bắt đầu từ  $\omega = 0,2418$  với độ rộng  $D\omega = 0,0095$  tương ứng với  $f = 7,524 \cdot 10^{13}$  Hz và  $Df = 2,85 \cdot 10^{12}$  Hz, vùng thứ hai bắt đầu từ  $\omega = 0,4501$  với độ rộng  $D\omega = 0,0213$  tương ứng với  $f = 1,35 \cdot 10^{14}$  Hz và  $Df = 6,39 \cdot 10^{12}$  Hz. Ta có nhận xét là, trong TE mode độ rộng các vùng cấm quang tử nhỏ hơn nhiều so với TM mode. Ngoài ra, tương tự như trong TM mode, khi bán kính của các thanh hình trụ tăng thì độ cao của các vùng giảm xuống.

## 3.2. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các lỗ không khí trong bản Ge

Chúng tôi đã tính toán và xác định cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông với các lỗ không khí hình trụ, với các bán kính khác nhau, trong bản Ge ở cả hai mode lan truyền của sóng điện từ qua PhC là TE và TM mode

### 3.2.1. TM mode

Kết quả tính toán cho thấy khi bán kính của lỗ thỏa mãn điều kiện  $r \geq 0,42a$  thì sẽ xuất hiện các vùng cấm quang tử trong cấu trúc vùng của PhC 2D.



Hình 5. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các lỗ không khí trên bản Ge, TM mode

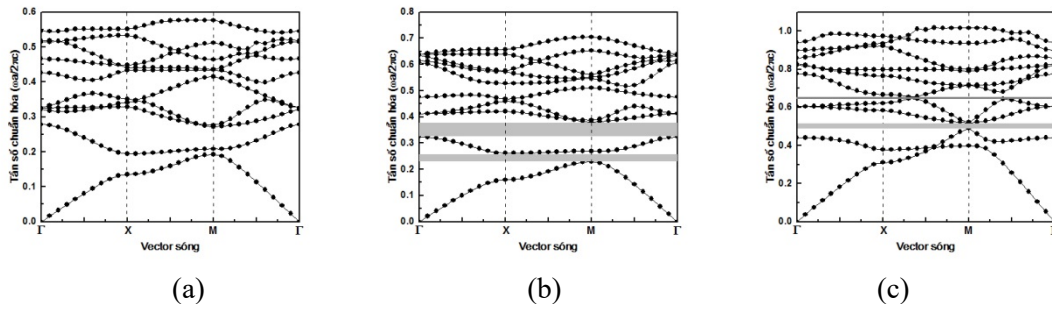
(a)  $r = 0,2a$  , (b)  $r = 0,4a$  , (c)  $r = 0,5a$

Trên hình 5 là đồ thị biểu diễn 10 vùng đầu tiên trong cấu trúc vùng của PhC 2D , TM mode ứng với các giá trị khác nhau của  $r$  . Từ đó thấy rằng trong các trường hợp  $r = 0,2a$  và  $r = 0,4a$  không xuất hiện cùng cấm quang tử (hình 5(a) và 5(b)) ; khi  $r = 0,5a$  có hai vùng cấm quang tử: vùng thứ nhất bắt đầu từ  $\omega = 0,2189$  với độ rộng  $D\omega = 0,0852$  tương ứng với  $f = 6,567.10^{13}$  Hz và  $Df = 2,556.10^{13}$  Hz, vùng thứ hai bắt đầu từ  $\omega = 0,4050$  với độ rộng  $D\omega = 0,0586$  tương ứng với  $f = 1,215.10^{14}$  Hz và  $Df = 1,758.10^{13}$  Hz. Từ các đồ thị trên ta cũng thấy rằng, khi tăng bán kính của các lỗ hồng, độ cao của các vùng năng lượng được phép tăng lên, cụ thể : khi  $r = 0,2a$  các tần số cực đại tại vùng thứ nhất và vùng thứ mười lần lượt bằng  $\omega_{1max} = 0,1770$  và  $\omega_{10max} = 0,5123$  ; khi  $r = 0,4a$  các tần số cực đại tương ứng là  $\omega_{1max} = 0,1879$  và  $\omega_{10max} = 0,6092$ ; khi  $r = 0,5a$  các tần số cực đại tương ứng là  $\omega_{1max} = 0,2129$  và  $\omega_{10max} = 0,8692$ .

### 3.2.2. TE mode

Kết quả tính toán cho thấy khi bán kính của thanh thỏa mãn điều kiện  $0.33a \leq r \leq 0.5a$  thì sẽ xuất hiện các vùng cấm quang tử trong cấu trúc vùng của PhC 2D.

Trên hình 6 là đồ thị biểu diễn 10 vùng đầu tiên trong cấu trúc vùng của PhC 2D, TE mode ứng với các giá trị khác nhau của  $r$  . Từ đó ta thấy rằng, trường hợp  $r = 0.3a$  không xuất hiện vùng cấm quang tử (hình 6(a)) ; khi  $r = 0,4a$  xuất hiện hai vùng cấm quang tử : vùng thứ nhất bắt đầu từ  $\omega = 0,2291$  với độ rộng  $D\omega = 0,0317$  tương ứng với  $f = 6,873.10^{13}$  Hz và  $Df = 9,51.10^{12}$  Hz, vùng thứ hai bắt đầu từ  $\omega = 0,3240$  với độ rộng  $D\omega = 0,0556$  tương ứng với  $f = 9,72.10^{13}$  Hz và  $Df = 1,668.10^{13}$  Hz (hình 6(b)). Khi  $r = 0,5a$  xuất hiện hai vùng cấm quang tử rất hẹp như trên hình 6(c), vùng thứ nhất bắt đầu từ  $\omega = 0,4896$  với độ rộng  $D\omega = 0,0276$



Hình 6. Cấu trúc vùng của PhC 2D mạng vuông các lỗ không khí trên bản Ge, TE mode

$$(a) r = 0,3a, (b) r = 0,4a, (c) r = 0,5a$$

tương ứng với  $f = 1,4688.10^{14}$  Hz và  $Df = 8,28.10^{12}$  Hz, vùng thứ hai bắt đầu từ  $\omega = 0,6448$  với độ rộng  $D\omega = 0,0107$  tương ứng với  $f = 1,9344.10^{14}$  Hz và  $Df = 3,21.10^{12}$  Hz. Tương tự như trong TM mode, ta cũng thấy rằng khi bán kính của các lỗ tăng thì độ cao của các vùng cũng tăng.

#### 4. KẾT LUẬN

Sử dụng phương pháp FDTD, chúng tôi đã xác định được cấu trúc vùng cho các PhC mạng vuông gồm các thanh Ge hình trụ đặt trong không khí và các lỗ hình trụ trên nền Ge đối với hai mode lan truyền của sóng điện từ qua cấu trúc là TE và TM mode. Kết quả tính toán cho thấy độ cao của các vùng được phép, độ rộng và số các vùng cấm quang tử phụ thuộc mạnh vào bán kính của các thanh Ge và các lỗ không khí.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Eli Yablonovitch . Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Phys. Rev. Lett.* ,Vol. 58, No. 20 (1987) pp 2059-2062.
- [2]. Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*,Vol. 58, No. 23 (1987) pp 2486-2489.
- [3]. Yurii A. Vlasov, Martin O'Boyle, Hendrik F. Hamann , Sharee J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, Vol. 438,No.7064,(2005) pp 65-69.
- [4]. Sauvan C., Lalanne P., Hugonin J. Slow-wave effect and mode-profile matching in photonic crystal microcavities. *Phys. Rev. B*, Vol. 71, No. 16 (2005), pp 165118(1-4).
- [5]. Hitomichi Takano, Bong-Shik Song, Takashi Asano, and Susumu Noda. Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal. *Optics Express*, Vol. 14, No. 8(2006) pp 3491-3496.



- [6]. Hatice Altug, Dirk Englund, Jelena Vučković. Ultrafast photonic crystal nanocavity laser. *Nature Physics*, Vol. 2(2006), pp 484 – 488.
- [7]. K. S. Yee . Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotopic media. *IEEE Trans. Antennas Propag.* Vol AP-14, No. 3(1996), pp 302 – 307
- [8]. A. Taflove, S. C. Hagness (2000). “ Introduction to Maxwell's Equations and the Yee Algorithm”. *Computational Electrodynamics. The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2<sup>nd</sup> ed., Artech House, Norwood, MA, pp 67-108.
- [9]. F. Baida, A. Belkhir, (2012) “Finite Difference Time Domain Method For Grating Structures”. *Gratings: Theory and Numeric Applications*, 1<sup>st</sup> ed., Institut Fresnel, CNRS, AMU, pp 333-370.

## STUDY ON BAND STRUCTURE OF TWO DIMENSIONAL-PHOTONIC CRYSTALS USING FDTD METHOD

Le Quy Thong<sup>1\*</sup>, Le Ngoc Minh<sup>1</sup>, Le Thi Ngoc Bao<sup>1</sup>

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

\* Email: lqthong@gmail.com

### ABSTRACT

*In this paper, the finite difference time domain method (FDTD) was used to study band structure of a two dimensional photonic crystal of rectangular lattice that consists of dielectric cylindrical rods in air and air holes in the dielectric background. The effect of radius on photonic band gaps of two dimensional-photonic crystals for both kinds of polarizations TE (transverse electric) and TM (transverse magnetic) is also investigated. The results shows that the band structure as well as photonics band gap depend strongly on the radius of dielectric rods and air holes.*

**Keywords:** band structure, FDTD methods, photonic crystals, rectangular lattice.



