

평면파 전개방법을 통한 광자 준결정 광섬유 연구

김소은 선임연구원, 기철식 선임연구원 (광주과학기술원 고등광기술연구소)

1. 서론

광자결정 (Photonic Crystal : PC)이란 광 파장에 해당되는 주기를 가지고 굴절률이 공간적으로 변하여 빛의 흐름을 조절하는 인위적인 구조체이다. 이러한 광자결정 구조를 광섬유의 단면에 도입하여 계단형 광섬유의 한계를 극복한 광자결정 광섬유라 불리는 특수 광섬유에 대한 연구 활동이 세계적으로 활발하게 이루어져 오고 있다. 1996년 Phillip St. J. Russell에 의해 처음 제작된 광자결정 광섬유는 순수한 실리카로 이루어진 코어와 작은 공기구멍의 주기적인 배열을 클래딩 구조로 가지고 있다 [1]. 이러한 구조는 계단형 광섬유의 코어와 클래딩 구조의 구조 변수와 비교해 다양한 구조 변수인 공기구멍의 크기 (D)와 공기구멍 사이의 거리 (A)를 조절함으로써 넓은 파장대역에서의 단일모드 전송 [2], 높은 비선형성 [3] 코어와 클래딩의 큰 굴절률 차이에 의한 높은 복굴절률 [4] 또는 특이한 분산 특성 [5] 등 계단형 광섬유에서 발견하지 못했던 독특한 특성을 보여준다 (그림 1).

광자결정 광섬유는 코어의 구성에 따라 두 가지 종류의 광섬유로 구분되는데 순수 실리카 코어를 가지고 전반사에 의해 빛이 전파되는 높은 굴절률 코어 광자결정 광섬유와 이와 반대로 코어 부분이 클래딩의 평균 굴절률보다 더 낮은 굴절률을 가진 물질로 이루어져 광자 띠 간격 (Photonic Bandgap : PBG) 의해서 빛이 전파되는 낮은 굴절

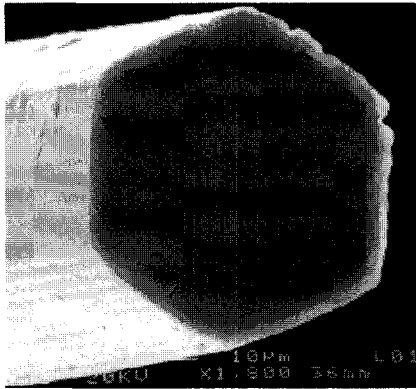
률 코어 광자결정 광섬유, 또는 광자 띠 간격 광섬유 (Photonic Bandgap Fiber : PBGF)가 있다 [6]. PBGF는 코어 부분의 공기 영역에서 빛을 전송함으로써 낮은 광전송 손실을 갖는 광섬유로 각광받고 있다 (그림 2).

독특한 구조와 광전송 방법을 가지고 있는 광자결정 광섬유는 제작에 앞서 원하는 기능을 갖는 광소자구조를 개발하기 위해 이론적 방법으로 설계하는 기술이 필요하다. 이러한 설계기술은 제작에서 필요한 시간과 비용을 줄이는 것뿐만 아니라 그 소자의 특성을 이해하는데 크게 도움이 되므로 세계 여러 연구 그룹에서 개발되고 있다.

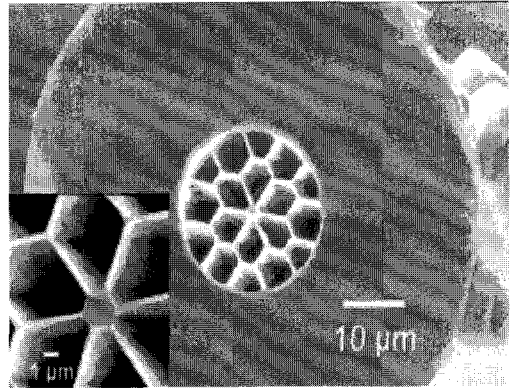
본 논문에서는 광자결정 광섬유를 설계하는데 필요한 다양한 연구 방법을 살펴보고 그 중 평면파 전개 방식을 이용하여 광자결정 구조를 이용한 응용소자에 대한 광 특성을 분석해 보고자 한다.

2. 광자결정 소자의 이론적 연구 방법

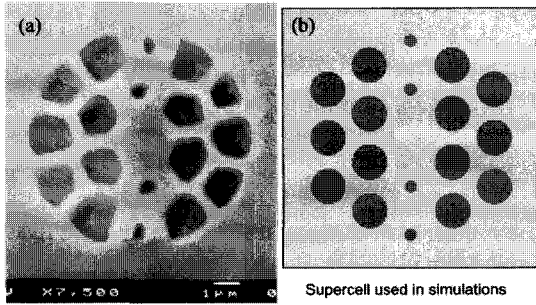
광자결정의 특성을 이론적으로 연구하기 위해서는 가장 먼저 광자결정 안에 존재하는 광모드에 대한 이해가 선행되어야 한다. 광자결정 내의 광학적 모드를 이론적으로 해석하는 방법 중 대표적인 방법으로는 광자결정 내의 광학적 고유모드 주파수를 전파 방향의 파수벡터의 함수로 계산하는 이른바 주파수 영역 접근방법 (Frequency-domain Approach)이 있다. 주파수 영역 방법은 광자결정의 광학적 모드



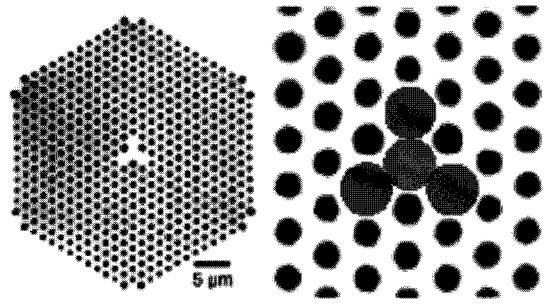
(a)



(b)

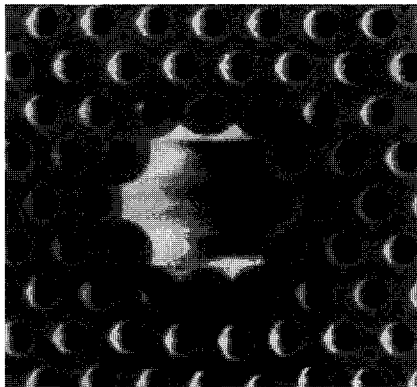


(c)

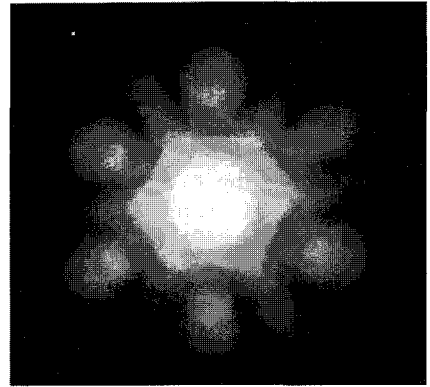


(d)

그림 1. 광자결정 광섬유의 (a) 단일모드 전송 특성 연구 [2], (b) 비선형성 연구 [3], (c) 편광 특성 연구 [4], (d) 분산 특성 연구 [5].



(a)



(b)

그림 2. 광자 밴드 갭 광섬유의 단면 사진과 전파 모드 [6].



를 기술하는 파동 방정식을 평면파 전개방법 (Plane Wave Expansion Method)이라 불리는 방법으로 풀다 [7-8].

주파수영역 접근방법인 평면파 전개방법을 통하여 광자결정의 고유모드뿐만 아니라, 광자결정 도파로, 광자결정의 표면에 존재하는 표면 고유모드, 국소적 결함에 의한 결함모드 등을 구할 수 있다. 하지만, 광자결정의 고유모드를 제외하고는, 그 계산에 있어 매우 많은 평면파 개수가 필요하여 긴 계산 시간과 큰 계산 메모리를 요구한다. 이 문제는 고체물리에서 전자 띠구조 계산을 효율적으로 개선시킨 Preconditioned Conjugate-gradient Minimization (PCGM)을 평면파 전개 방법에도 도입해 해결할 수 있다 [9]. PCGM을 도입한 평면파 전개방법은 광자결정 도파로뿐만 아니라, 광자결정 광 필드나 광자결정 레이저에 있어 필수적인 결함모드의 주파수를 계산하는데도 매우 유용하다.

PCGM을 도입한 평면파 전개방법을 간략히 소개하면 다음과 같다. 먼저 평면파 전개방법은 유전상수가 주기적으로 변하는 구조 안의 고유 광 모드는, 주기적인 포텐셜의 영향 하에 있는 전자의 고유모드가 주기적인 특성을 갖듯이, 주기적인 특성을 가져야한다는 소위 Bloch의 정리를 근거로 한다. 그래서 광자결정 내에서 자기장 $H(r)$ 은 Bloch 함수로 표현할 수 있다. 즉, $H(r)=h_k(r)e^{ik \cdot r}$, 그리고 $h_k(r)=h_k(r+R)$, R 은 주기성을 나타내는 병진 벡터이고 k 는 Bloch 파수벡터로서 역격자 공간 (Reciprocal Lattice Space)의 First Brillouin Zone의 값들만 취한다. 자기장에 대한 Maxwell 방정식에 위의 Bloch 함수로 표현된 식을 대입하여 각 k 에 대한 주파수 ω 를 구하면 그 k 방향으로 광자결정 내에서 전파 가능한 광 모드를 얻을 수 있다. 이러한 광자결정내의 ω 와 k 의 분산 관계식을 광자띠구조 (Photonic Band Structure)라 부른다. 구체적으로 광자띠간격을 구하는 방정식은 다음 아닌 역격자공간에서의 Maxwell 방정식으로 다음과 같다.

$$(ik + \nabla) \times \frac{1}{\epsilon(r)} (ik + \nabla) \times h_k(r) = \left(\frac{\omega_k}{c}\right)^2 h_k(r). \quad (1)$$

위 식에서 $(ik + \nabla) \times \frac{1}{\epsilon(r)} (ik + \nabla) \times$ 를 Θ_k 라는

Hermitian Operator로 둘 수 있어 식 (1)은 다음과 같은 고유값 문제의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\Theta_k h_k(r) = \left(\frac{\omega_k}{c}\right)^2 h_k(r). \quad (2)$$

식 (2)의 해, 즉 ω 는 일반적으로 주어진 k 에 대해서 무한히 많은 모드들이 존재하는데, 각각의 mode를 index를 n 으로 나타내면, 식 (2)의 고유 함수는 $h_{n,k}(r)$, 고유값은 $\omega_{n,k}$ 가 된다. $\omega_{n,k}$ 을 각 k 에 대해 구한 것이 광자띠구조가 된다. $h_{n,k}(r)e^{ik \cdot r}$ 은 각 고유모드들의 공간적인 분포를 보여준다. 광자띠구조와 고유모드의 공간적 분포를 주는 식 (2)를 푸는 효과적인 방법은 광자결정을 이론적으로 연구하는 분야에서 매우 중요한 주제이다. 왜냐하면, 완전한 광자결정에 대한 광자띠구조와 고유모드는 계산 메모리가 적어 식 (2)를 직접 고유 행렬 방정식으로 만들어 얻을 수 있지만, 광자결정 도파관의 분산관계식이나 광필드에 응용되는 국소적 결함에 의한 결함모드의 주파수와 고유모드를 구하는데 있어서는 요구되는 계산 메모리가 너무 커서 완전한 광자결정에서처럼, 직접 고유 행렬 방정식을 이용해 풀 경우 슈퍼컴퓨터를 이용해야하기 때문이다. 이러한 큰 계산 메모리 문제를 해결하는 방법이 바로 반복적 최소화 (Iterative Minimization)라고 불리는 방법을 이용해 식 (2)를 푸는 것이다.

식 (2)를 반복적 최소화방법으로 풀기 위해서는 먼저, $\Theta_k h_k(r)$ 을 직접 계산할 수 있어야 한다. $\Theta_k h_k(r)$ 를 효율적으로 계산할 수 있는 방법은 평면파 전개와 Fast Fourier Transform (FFT)을 이용하는 것이다. $h_k(r)$ 은 주기 함수이므로, 역격자벡터, G 로 다음과 같이 평면파 전개를 할 수 있다. G 는 격자 병진 벡터, R 과 $G \cdot R = 2m\pi$ 를 만족한다. (m 은 정수)

$$h_k(r) = \sum_G h_k(G) e^{iG \cdot r} \quad (3)$$

식(3)을 식 (1)과 (2)에 대입하면,

$$\begin{aligned} \Theta_k h_k(r) & \quad (4) \\ &= (ik + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(r)} (ik + \nabla) \times \sum_G h_k(G) e^{iG \cdot r} \\ &= (ik + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \sum_G i(k + G) \times h_k(G) e^{iG \cdot r}. \end{aligned}$$

위 식을 계산할 때 $h_k(r)$ 가 $(k+G) \cdot h_k(G)=0 (\Delta \cdot H=0)$ 이라는 조건을 만족해야함을 주의해야한다. 식 (4)에서 $(k+G) \times h_k(G)$ 를 $h_k'(G)$ 으로 두면 $\sum_G h_k'(G) e^{iG \cdot r}$ 은 $h_k'(G)$ 의 Fourier 변환이고, 그 결과를 $h_k(r)$ 이라고 하자. Fourier 변환의 방법으로 FFT를 이용하면 계산을 매우 빨리 할 수 있다. 이제,

$$\Theta_k h_k(r) = (ik + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(r)} h_k'(r) \text{이 되었는데, } \frac{h_k'(r)}{\varepsilon(r)} \text{을 } h_k''(r) \text{으로 두면 } h_k''(r) \text{도 역시 주기 함수이므로 } G \text{로 평면파 전개를 할 수 있다. 즉, } h_k''(r) = \sum_G h_k''(G) e^{iG \cdot r}. \text{ 따라서 식 (4)은 다음과 같이 된다.}$$

$$\Theta_k h(r) = - \sum_G (k + G) \times h_k''(G) e^{iG \cdot r} \quad (5)$$

$h_k''(G)$ 는 $h_k''(r)$ 을 Fourier 역변환하여 구할 수 있다.

일반적인 고유값 문제 해결 방법은 그 문제를 Matrix 고유값 문제로 바꾸어서 푸는 것이다. 그러면, N 개의 평면파 Basis를 가지고 계산을 한다고 할 때, 대략 N^2 정도의 기억 장소를 필요로 하게 된다. 반면에 FFT를 이용한 앞의 방법에서는 $N \log_2 N$ 정도의 연산을 하게 되고 정도의 기억 장소만 필요하게 되므로 계산상의 효율을 굉장히 높일 수 있다.

평면파 전개와 FFT를 이용해 구한 식 (5)에 반복적 최소화방법을 적용하는 것은 다음과 같다. 양자역학의 변분 원리 (Variational Principle)에 의하면 Hermitian 연산자의 바닥상태에서 고유함수는 변분 에너지 범함수를 최소화하는 것이다. 전자기학에서 변분 에너지 범함수는 다음과 같다.

$$E_{var} = \frac{\langle H(r) | \Theta | H(r) \rangle}{\langle H(r) | H(r) \rangle} = \frac{\langle h_k(r) | \Theta_k | h_k(r) \rangle}{\langle h_k(r) | h_k(r) \rangle} \quad (6)$$

따라서 어떤 초기 $h_k(r)$ 에서 시작하여 E_{var} 의 최소값을 찾을 때까지 반복적으로 $h_k(r)$ 을 바꾸어 고유모드를 구할 수 있다. E_{var} 이 최소값을 가지게 될 때, E_{var} 이 고유 주파수가 $h_k(r)$ 되고 이때의 E_{var} 이 고유모드가 된다. E_{var} 의 계산은 식 (5), $\Theta_k h_k(r)$ 를 대입하면 쉽게 구할 수 있다. 반복적 최소화의 Algorithm에서 특히 2차 함수 (Quadratic Function)에 대해서 적은 반복으로 최소값을 잘 찾을 수 있는 PCGM (Preconditioned Conjugate Gradient Method)를 이용하는 것이 매우 유용하다. 그리고 높은 띠의 고유모드의 계산은 Hermitian 연산자의 직교성을 이용하면 된다. 예를 들어 $n-1$ 번째 띠는 첫 번째 띠에서 번째 띠까지 그 띠의 규격화된 고유모드와 직교하는 부분공간 (Subspace)에서 최소화하면 된다. 첫 번째 띠에서 번째 띠까지 직교하는 $n-1$ 번째 띠는 Gram-Schmidt Orthogonalization을 이용하여 구하면 된다.

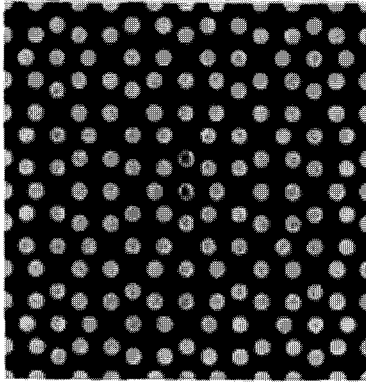
$$h_{n,k} \leftarrow h_{n,k} - \sum_{i < n} \langle h_{n,k} | h_{i,k} \rangle h_{i,k} \quad (7)$$

$h_{i,k}$ 는 Θ_k 의 고유모드이고, $h_{n,k}$ 는 구하고자 하는 띠의 고유모드이다. 이러한 방식으로 첫 번째 띠에서부터 원하는 만큼의 띠까지 띠구조와 고유모드를 계산할 수 있다.

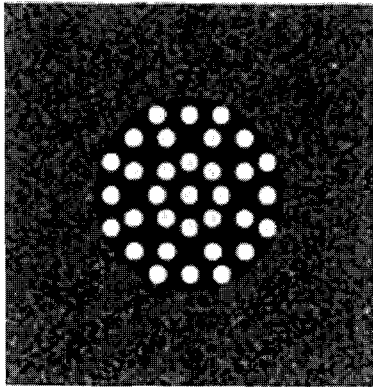
본 논문에서는 앞서 언급한 평면파 전개 방법을 이용하여 광자 결정 구조의 응용소자인 광자 준결정 광섬유의 고유모드와 유효 굴절률을 구하고, 이를 이용하여 단일 모드 조건과 분산특성을 살펴보고자 한다.

3. 광자 준결정 광섬유의 구조

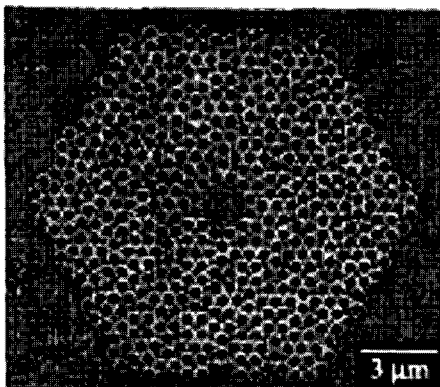
광자 준결정이란 준주기적인 공간 타일링 (Quasiperiodic Tiling of Space)의 정점에 산란 중심이 위치하는 광자 결정이다. 이들은 전형적인 주기성이나 병진대칭성을 가진 것은 아니지만, 긴 범위 차수의 준주기성과 방위대칭성을 가진다. PBG를 이용한 광자 결정 소자에 있어서 넓은 광자 띠 간격을 얻기 위해서는 비교적 큰 굴절률 차이를 요구하기 때



(a)



(b)



(c)

그림 3. 광자 준결정 구조를 이용한 Microcavity Laser (a, b) 8겹 대칭구조, (C) 12겹 대칭 구조.

문에 재료의 선택의 폭이 좁아진다. 따라서 협소한 재료 선택범위가 PBG 구조체의 응용에 제한을 가져 오게 된다. 이러한 문제가 제기되면서 광자결정 구조의 대안으로 8각형(8겹), 10각형(10겹), 및 12각형(12겹) 대칭성을 가진 광자 준결정 구조를 도입한 연구가 진행되고 있다 [10-12](그림 3). 최근 반도체 소자 외에도 광자 준결정 구조를 클래딩에 도입한 광자 준결정 광섬유가 광자 결정 광섬유에 비해 향상된 광학적 특성을 나타낸다는 연구 결과가 본 연구팀에 의해 최초로 발표되었다 [13-14].

6겹 대칭구조를 가지는 광자 준결정 광섬유의 기본 구조와 단면도이다(그림 4). 6겹 대칭구조의 광자결정 광섬유가 정삼각형의 배열로 이루어진 반면 광자 준결정 광섬유는 정삼각형과 정사각형의 배열로 이루어져 있다. 근접한 공기구멍의 중심 간의 거리는 Λ 로 광자결정 광섬유의 격자 간격과 동일하다. 광자 준결정 광섬유의 첫 번째 공기층은 육각형 구조로 광자결정 광섬유와 같지만 두 번째 층부터는 12각형 구조를 이룬다. 클래딩의 이러한 구조는 광자 준결정 광섬유에 전송되는 빛의 손실을 줄여줄 뿐만 아니라 광섬유의 분산 및 편광특성에도 영향을 줄 것이라 기대된다.

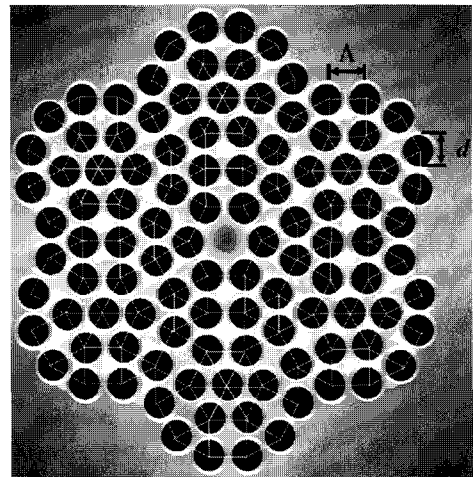


그림 4. 6겹 대칭구조를 가지는 광자 준결정 광섬유의 단면도.

4. 광자 준결정 구조 광섬유의 광학적 특성

계단형 광섬유의 한계를 극복한 광자결정 광섬유의 특징 중 가장 대표적인 두 가지 특성으로는 모든 주파수 영역에서 단일모드 전송이 가능하다는 사실과 계단형 광섬유에 비해서 색분산의 조절이 구조변수의 조절에 따라 용이하다는 점이다. 일반적으로 광섬유에서의 단일 모드 전송은 기본 모드외의 모드를 차단하는 조건을 만족함으로써 가능하다. 모드 차단 조건은 한 모드가 코어에 더 이상 국한되지 않게 되는 경우를 말하며, 이때 모드가 차단 (Cut-off) 된다고 한다. 차단 조건과 밀접한 관계가 있는 정규화 주파수 V (Normalized Frequency)는 아래와 같이 정의된다.

$$V^2 = (n_1^2 - n_2^2) \left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \right)^2 \quad (8)$$

위 식에서 알 수 있듯이 V 파라미터는 광섬유의 굴절률 n_1, n_2 , 코어의 반경 a 및 파장 λ_0 에 의존하며 V 값만 알면 광섬유 안에 존재하는 모드 수를 알 수 있다. 이때 광섬유의 수각각과 NA (Numerical Aperture)를 고려할 경우 스넬스 법칙에 의해서 아래와 같은 식이 설립한다.

$$NA = \sin\theta = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (9)$$

$k=2\pi/\lambda$ 와 $k_{\perp}=k\sin\theta$ 를 이용하면 V 는 아래와 같이 다시 정의된다.

$$V_{SIF} = k_{\perp} a \quad (10)$$

잘 알려진 바와 같이 계단형 광섬유에서 단일 모드 전송이 가능하기 위해서는 $V \leq 2.405$ 이 만족되도록 n_1, n_2 , 그리고 a 를 선택하여야 한다.

이러한 V 파라미터를 광자결정 광섬유의 경우에 적용시킬 경우 광자결정 광섬유의 코어 반지름은 격자 간격 Λ 와 일치한다. 따라서 광자결정 광섬유의 V 파라미터는

$$V_{PCF}^2 = (n_{1,core}^2 - n_{1,clad}^2) \left(\frac{2\pi r}{\lambda_0} \right)^2 \quad (11)$$

이다. 수식 (11)을 k_{\perp} 에 관해 정리하면

$$V_{PCF}^2 = k_{\perp}^2 \Lambda^2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda = \pi \quad (12)$$

수식 (12)에 의해서 광자결정 광섬유에 있어서 단일모드 전송이 가능하기 위해서는 $V \leq \pi$ 를 만족하도록 d/Λ 를 선택하여야 한다. 삼각형 격자 구조 광자결정 광섬유에서 전 파장대역 단일모드 전송이 가능한 d/Λ 의 임계값은 $d^*/\Lambda=0.406$, 사각형 격자 구조에서는 $d^*/\Lambda=0.442$ 라는 연구결과가 발표되었다 [15-16].

6겹 대칭구조를 가지는 광자 준결정 광섬유에 있어서 코어의 반지름은 Λ 로 광자결정 광섬유의 값과 같다. 따라서 광자준결정 광섬유의 V 파라미터는 광자결정 광섬유의 조건 식 (12)와 일치함을 알 수 있다. 그림 5는 광자 준결정 광섬유에서 전 파장대역 단일모드 전송이 가능한 d^*/Λ 를 알아보기 위한 모드도표이다. 그림 5가 보여주듯이 광자 준결정 광섬유에서는 $d/\Lambda \leq 0.525$ 인 경우 전 파장 대역에서 단일모드 전송이 가능하다. 이러한 사실은 광자 준결정 광섬유가 광자결정 광섬유에 비하여 더 큰 공기구멍을 가짐으로써 공기구멍의 배열로 클래딩이 이루어진 광섬유 종류의 추출 시 고열로 공기구멍이 막혀 광전송 손실이 커지는 문제점을 해결할 수 있

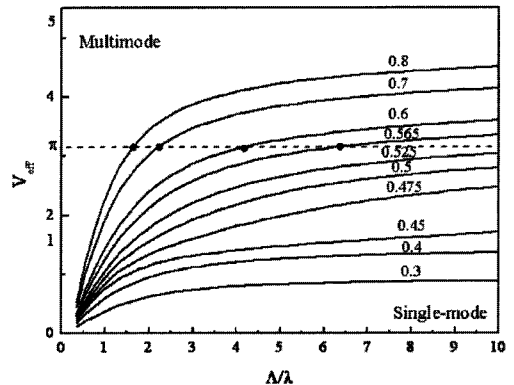


그림 5. 광자 준결정 광섬유의 모드도표.

는 가능성을 보여준다 [13].

다음으로는 광자준결정 광섬유의 색분산 (Chromatic Dispersion) 특성을 광자결정과 비교 분석해보기로 하자. 광섬유의 색분산은 광섬유로 전송되는 파형의 확대 (Pulse Broadening)에 가장 중요한 영향을 미친다. 물질분산 (Material Dispersion)과 도파로 분산 (Waveguide Dispersion)의 결합효과에 의해서 발생하는 색분산을 조절하는 것이 초고속 광통신의 가장 기본적인 과제이다. 광자결정 광섬유는 공기구멍의 크기와 배열을 조절함으로써 넓은 파장대역에서 편평한 값을 가지는 분산 편평 광섬유 (Dispersion Flattened Fiber)와 분산 보상 광섬유 (Dispersion Compensating Fiber)의 특성이 계단형 광섬유에 비해 크게 향상되었음이 연구결과 증명되었다 [17-20]. 일반적으로 광자결정 광섬유에서 분산 편평 특성을 나타내기 위해서는 공기구멍의 층마다 서로 다른 크기의 공기구멍이 배열되었다. 이러한 구조는 광자결정 광섬유의 제작에 있어서 심각한 문제점을 가지고 있다. 이러한 문제점을 해결하기 위해 광자 준결정 구조가 광섬유의 분산 특성에 미치는 영향을 계산해보았다. 광섬유의 분산은 물질 분산과 도파로 분산의 합으로 표현된다.

$$D(\lambda) \approx D_g(\lambda) + D_m(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_g(\lambda)}{d\lambda^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_m(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (13)$$

$n_g(\lambda)$ 와 $n_m(\lambda)$ 은 모드 인덱스 (Geometrical Modal Index)와 실리카의 굴절률이다. 평면파 전개방식으로 구한 모드 인덱스의 이차 미분값으로 구한 도파로 분산과 Sellmeier Equation을 이용하여 구한 물질 분산의 합으로 광자 준결정 광섬유의 최종 분산 값을 구한다.

최적화된 분산편평 광섬유를 얻기 위해 다양한 d/Λ 에 따른 분산 특성의 변화에 대해 계산하였다. 영의 값에 가까운 분산 편평 광섬유를 얻기 위해서는 광섬유의 물질이 가지고 있는 분산값을 도파로 분산이 보상시켜 줄 수 있도록 d 와 Λ 값을 조절해야 한다. 보상된 분산값을 확인하기 위해 위의 차이를 나타낸다.

$$D(\lambda) \approx D_g(\lambda) - (-D_m(\lambda)) \quad (14)$$

그림 6은 $\Lambda=2.41 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.31$ 구조를 가지는 광자 준결정 광섬유의 도파로 분산과 물질 분산, 그리고 두 값의 합인 색분산의 파장에 따른 변화 값이다. 파장대역 1300부터 1800 nm에서 $D_g(\lambda)$ 와 $-D_m(\lambda)$ 값이 거의 일치하여 최종 분산값은 거의 0에 가까운 값을 가짐을 알 수 있다. 이를 같은 구조 변수, d 와 Λ 를 가지는 광자결정 광섬유와 비교해보면, 광자 준결정 구조가 광섬유의 분산에 광자결정 광섬유와는 다른 영향을 준다는 사실을 알 수 있다.

그림 7(a)는 같은 구조 변수값을 가지는 광자결정 광섬유와 광자 준결정 광섬유의 파장에 따른 색분산 값이다. 광자결정 광섬유가 음의 기울기를 갖는 분산 값을 나타내는 반면 광자 준결정 광섬유의 분산값은 파장값 1300부터 1800 nm인 넓은 파장대역에서 영에 가까운 편평한 분산값을 가짐을 알 수 있다. 그림 7(b)는 광자 준결정 광섬유의 분산값을 확대한 그림이다. 그림 7(b)안에 삽입된 그래프는 파장대역 S, C, L 그리고 U band에 걸쳐 $D \approx 0 \pm 0.05 \text{ psnm}^{-1}\text{km}^{-1}$ 와 분산 기울기, $S \approx 6 \times 10^{-4} \text{ psnm}^{-2}\text{km}^{-2}$ 로써 초편평 광섬유의 특성을 나타낸다.

광자 준결정 광섬유의 단일 모드 조건과 분산 특

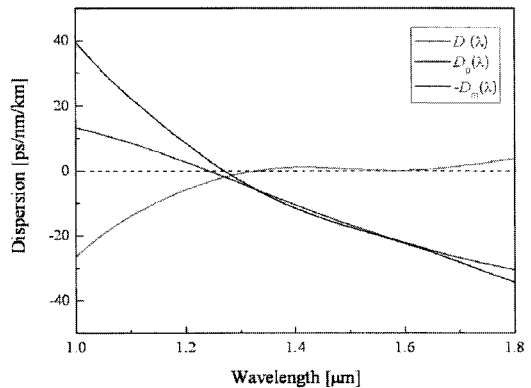
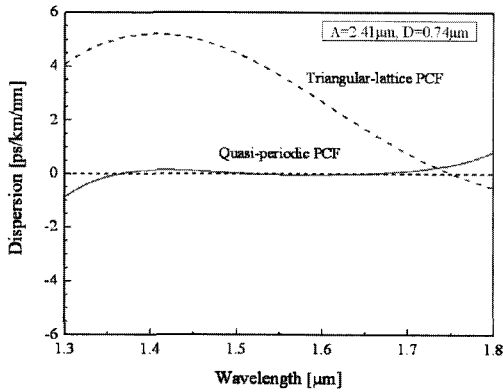
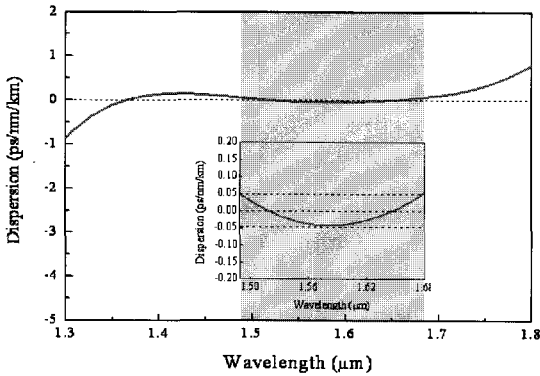


그림 6. 광자 준결정 광섬유의 도파로 분산, $D_g(\lambda)$, 물질 분산, $D_m(\lambda)$ 그리고 색 분산 $D(\lambda)$.



(a)



(b)

그림 7. 광자 결정 광섬유와 광자 준결정 광섬유와 비교.

성을 계산한 결과 광자 준결정 구조를 광섬유에 도입함으로써 광자 결정 광섬유의 광학적 특성을 보다 향상시켜 광섬유의 추출 시 높은 열에 의해 공기 막힘이 있었던 광자 결정 광섬유의 문제점을 극복하고, 서로 다른 공기구멍의 배열 없이도 넓은 파장대역에서 0에 가까운 분산 편평 광섬유를 구현 할 수 있다는 사실을 확인하였다.

5. 결론

평면파 전개방식을 이용하여 광자 준결정 광섬유

의 단일모드 전송 조건과 분산 특성을 수식적으로 분석하였다. 다양한 대칭구조를 가진 광자 준결정 구조 중 6겹 대칭구조를 가진 광자 준결정 구조는 본 연구팀에 의해 최초로 광섬유의 클래딩 구조로 도입되었고, 광자결정 광섬유와 같은 대칭구조를 가짐에도 불구하고 전 파장대역에서 단일모드 전송이 가능한 조건은 $d/\Lambda \leq 0.525$ 로써 광자결정 광섬유에 비해 큰 값을 갖는다. 이는 광섬유 추출 시 열로 인한 작은 공기구멍의 막힘 현상을 해결하여 광자결정 광섬유의 제작상의 문제점을 극복할 수 있다는 점에서 광통신 소자로서 큰 가능성을 보인다. 또한 광섬유의 분산 특성에 있어서도 광자결정 광섬유와는 달리 서로 다른 크기의 공기구멍의 배열 없이 단일 크기의 공기구멍의 배열로 S, C, L 그리고 U band에 걸쳐 $D \approx 0 \pm 0.05 \text{ psnm}^{-1}\text{km}^{-1}$ 와 분산 기울기, $S \approx 6 \times 10^{-4} \text{ psnm}^{-2}\text{km}^{-2}$ 로서 초편평 광섬유의 특성을 나타낸다. 이러한 광자 준결정 광섬유는 넓은 파장대역에서의 Supercontinuum Generation과 Wavelength Division Multiplexing Communication System과 같은 광통신용 소자로 응용되어지리라 기대된다.

참고 문헌

- [1] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", *Opt. Lett.* 22, 1547(1996).
- [2] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* 22, 961 (1997).
- [3] N. G. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett and D. J. Richardson, "Non-linearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities," *Opt. Lett.* 24, 1395 (1999)
- [4] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, "Highly birefringent photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* 25, 1325 (2000).
- [5] K. P. Hensen, "Dispersion flattened hybrid-core nonlinear photonic crystal fiber," *Opt. Exp.*, 11, 1503 (2003)
- [6] J. C. Knight, J. C. Broeng, T. A. Birks, P. St. J.



Russell, " Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers " Science 282, 1476 (1998)

[7] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a plane-wave basis," Opt. Exp. 11, 173 (2000)

[8] S. Guo and S. Albin, "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations," Opt. Exp. 11, 167 (2003)

[9] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, "Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials", Physical Review B Vol. 48, No. 11, p. 8434, 1993.

[10] Kengo Nozaki and Toshihiko Baba, "Quasiperiodic photonic crystal microcavity lasers," Applied Physics Letters, 84, 4875 (2004)

[11] J. Romero-Vivas, D. N. Chigrin, A. V. Lavrinenko, and C. M. Sotomayor Torres, "Resonant add-drop filter based on a photonic quasicrystal," Optics Express, 13, 826 (2005)

[12] Barak Freedman, Guy Bartal, Mordechai Segev, Ron Lifshitz, Demetrios N. Christodoulides, "Wave and defect dynamics in nonlinear photonic quasicrystal," nature, 440, 04772 (2006)

[13] Soan Kim, Chul-Sik Kee*, and Jongmin Lee, "Novel optical properties of six-fold symmetric photonic quasicrystal fibers," Optics Express, 15, 13221 (2007)

[14] Soan Kim and Chul-Sik Kee, "Dispersion properties of dual-core photonicquasicrystal fiber, Optics Express, 17, 15885 (2009)

[15] Niels Asger Mortensen and Jacob Riis Folkenberg, "Modal cutoff and the parameter in photonic crystal fibers," Optics Letters 28, 1879 (2003)

[16] F. Poli, M. Foroni, M. Bottacini, M. Fuochi, N. Burani, L. Rosa, A. Cucinotta, and S. Selleri, "Single-mode regime of square-lattice photonic crystal fibers," Opt. Soc. Am. A 22, 1655 (2005)

[17] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, and P. Andres, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers," Opt. Lett. 25, 790 (2000)

[18] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. J. Miret, Miguel V. Andres, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers," Optics Express 9, 687 (2001)

[19] W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, P. J.

Roberts, " Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers," Optics Express 10, 609 (2002)

[20] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers : application to ultra-flattened dispersion," Optics Express 11, 843 (2003)

저|자|약|력



성 명 : 김소은

◆ 학 력

- 1997년 전남대학교 물리학과 이학사
- 2001년 광주과학기술원 정보통신공학과 공학석사
- 2006년 광주과학기술원 정보통신공학과 공학박사

◆ 경 력

- 2006년 - 2007년 광주과학기술원 고등광기술연구소 박사 후 연구원
- 2007년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술연구소 나노광학연구실 선임연구원



성 명 : 기철식

◆ 학 력

- 1992년 부산대학교 물리교육학과 이학사
- 1996년 한국과학기술원 물리학과 이학 석사
- 2000년 한국과학기술원 물리학과 이학 박사

◆ 경 력

- 1999년 - 2000년 the University of California at Los Angeles 박사후 연구원
- 2000년 - 2003년 아주대학교 연구교수
- 2003년 - 2004년 한국전자통신연구원 선임연구원
- 2004년 - 현재 광주과학기술원 고등광기술연구소 선임연구원
- 2006년 - 현재 광주과학기술원 광과학기술학제학부 겸직교수