

광파장 분할 다중방식(WDM)을 이용한 광섬유 필터에 관한 연구

정회원 장우순*

A Study Optical Fiber Using the Wavelength Division Multiplexing

Jang-Soon Woo* *Regular Member*

요 약

본 논문은 광섬유 브래그 격자에서 형성된 굴절률 포락선 분포 변화에 따른 반사 스펙트럼을 컴퓨터 시뮬레이션을 통하여 분석하였으며, 그 결과는 차세대 광통신 분야에서 다량의 정보를 전송하기 위해 필요한 DWDM용 FBG 협대역 필터 설계데이터로 활용 및 응용 할 수 있으며, 또한 자외선 영역의 엑시머 레이저를 조사하여 형성된 광섬유 브래그 격자내에서 굴절률 포락선 분포 변화에 따른 반사 스펙트럼을 컴퓨터 시뮬레이션 하였으며, 광파장 분할 다중 방식용 광섬유 브래그 격자의 협대역 필터를 설계하는데 유용하며, 따라서 본 논문은 광섬유 브래그 격자내에 형성된 굴절률 포락선 분포에 따른 반사 스펙트럼을 비교 분석하였고, 이를 토대로 초고속 광통신 시스템과 급증하는 통신수요를 충족시킬 수 있는 DWDM용 Filter 설계 및 광합파기와 광분파기 그리고 다가오는 쌍방향 멀티미디어 통신을 구현함은 물론 다량의 정보를 고품질로 전송하는데 큰 도움이 되리라 사료된다.

ABSTRACT

When the current optical communication system is used for DWDM, it raise the serious interference because an interval between the adjacent channels is narrow. Recently, the fiber Bragg grating(FBG) has been developed by illuminating the core from the side of the fiber with coherent UV beams produced by a tunable excimer-pumped dye laser. The FBG filter for the DWDM is able to reduce the interferences between the adjacent channels. In this paper, therefore, we find the reflection spectrums for the three types of induced index changes, that is uniform, Gaussian apodized, and raised-cosine apodized, using the coupled mode equation and analysis them through the computer simulation. As the narrow filter for DWDM, from the obtained results in this paper, we can see that uniform FBG does not fit, and that the smaller the maximum induced index change σ is and the larger the value of parameter C in the raised-cosine apodized FBG and G in the Gaussian apodized FBG are, the fitter they are. But, we can also see that the raised-cosine apodized FBG has more excellent property than the Gaussian apodized FBG because the one has the narrower maximum reflection spectrum band and the lower sidelobes than the other. Finally, we hope that the obtained results in this paper are able to be used as the data to design the DWDM filter.

1. 서론

차세대 광섬유 기술로 각광 받는 파장 분할 다중(WDM)은 빠르게 증가하고 있는 트래픽량을 원활

히 전송시키기 위해서는 정보전송 속도를 급격히 향상시킬 필요가 있으며, 이를 위해 선진국에서는 Tbps급 광통신 시스템에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다. 그러나, 이러한 정보전송 속도의 향상은 기존의 시스템으로는 한계가 있기 때문에 광학적 방

* 동아방송대학 정보통신과
논문번호 : 99027-0911

접수일자 : 1999년 9월 11일

식 즉 전광통신(all-optical communications)의 구현이 차세대 광통신시스템이 추구하여야 할 방향이다. 이러한 분야의 연구 일환으로 최근에 자외선 영역의 엑시머 레이저를 광섬유에 조사하여주기적인 굴절을 변화가 일어나게 함으로써 생성된 광섬유 브래그 격자는 전송되는 광신호의 접속손실을 줄일 수 있을 뿐만 아니라, 광섬유가 가지고 있는 장점인 저손실 및 광대역 특성에 의해 초고속 대용량 정보처리가 가능하며, 이에 대한 개발이 급속도로 진전되고 있다.

이에 대한 연구로써, 1978년 K. O. Hill 등은 488nm 파장의 단일모드 Ar⁺ 레이저 광을 Ge이 첨가된 광섬유 코어내로 입사시켰을 때 광섬유 끝단에서의 반사에 의한 빛과 입사된 빛이 정재파를 형성하고, 이때 형성된 정재파의 주기적인 에너지 변화가 광섬유 코어내의 굴절을 주기적으로 변화시킴으로써 광섬유 내에 브래그 격자가 형성됨을 최초로 관측하였다^[1]. 그러나, 1989년 G. Meltz 등이 Ge이 첨가된 광섬유에 엑시머 레이저를 이용한 간섭무늬 광을 조사함으로써 영구적인 격자를 새길 수 있다는 사실이 보고됨으로써 광섬유 격자에 대한 본격적인 연구는 시작되었다^[2].

현재 광섬유의 재료가 되는 무정형(amorphous)형태의 4면체 구조를 갖는 순수 실리카(SiO₂)는 160nm 근처에 흡수 대역을 가지고 있다. 실리카에 게르마늄(Ge)이 첨가되면 SiO₂와 같은 구조의 GeO₂로 존재하다가 모재(preform) 제작시에 사용되는 GeO₂의 양에 따라 GeO(Oxygen deficient germanium) 결손(defect)이 형성된다. GeO 결손이 형성되면, Ge 원자는 세 개의 산소와 하나의 Ge 혹은 Si 원자와 결합한다. 이러한 GeO 결손은 중심파장이 240nm이고 대역폭이 약 30nm인 흡수대역을 갖고 있으며, Ge이 첨가된 광섬유에서 나타나는 광민감성(photosensitivity)은 240nm 근처의 대역에서 관찰되거나 또는 이 240nm에서 2-광자(two-photon) 흡수가 최대가 되는 가시영역(약 480nm)에서 관찰된다. 따라서, 광민감성에 대한 연구는 주로 GeO 결손(defect)에 의한 240nm 흡수대역과 광섬유 코어의 굴절률 변화와의 관계에 대해 이루어진다. 최근 강한 자외선 조사시 주변에서 흡수 피크치가 소멸되는 것이 관측되었고^[3], A 240nm tkins는 자외선 조사에 의한 굴절률의 변화와 240nm 흡수대역에서의 변화에 대한 상호 관계를 조사 발표하였다^{[4][5]}.

광섬유 격자는 크게 두 가지의 방법으로 만들 수 있는데 하나는 간섭계를 이용한 방법이고 또 다른 하나는 위상마스크를 이용한 방법이 있다. 위상마스크를 이용하는 방법은 간섭계를 이용한 방법과 비교할 때 격자 형성용 자외선의 가간섭성 길이에 관계없이 광섬유 격자를 만들 수 있으므로 저가의 자외선 레이저를 사용할 수 있고, 단순히 하나의 광학 소자를 사용하므로 시스템이 훨씬 간단해지며, 보다 안정적으로 광섬유 격자를 만들 수 있기 때문에 광섬유 격자를 대량으로 제작할 수 있다는 장점이 있다.

광섬유 격자의 종류는 주기에 따라 단주기(short period)와 장주기(long period) 격자로 나뉘어지며, 단주기 격자는 격자의 주기가 1 μ m보다 작으며 코어의 기본 진행 모드와 반대방향으로 진행되는 기본 모드가 결합(coupling)하여 브래그 조건에 따라 특정 파장에서 강한 반사를 일으킨다. 일반적으로 이 단주기 격자를 브래그 격자라 한다. 장주기 격자는 격자의 주기가 100 μ m 이상이며 코어내의 기본 모드와 같은 방향으로 진행되는 다수의 클래딩 모드들간에 결합이 발생하게 된다. 광섬유 브래그 격자는 광섬유를 도파하는 빛 중 특정 파장만을 반사시키는 특성을 가지고 있으므로 필터를 설계하기에 유용하다.

기존 광통신 시스템은 DWDM(Dense Wavelength Division Multiplexing)에 이용할 경우 채널 사이 간격이 좁아 간섭이 발생할 여지가 있다. 따라서, 이 DWDM(1530 ~ 1565 nm)영역내에서 간섭을 일으키지 않는 협대역 투과 필터의 설계가 필요하며, 이를 위해 본 논문에서는 코어의 굴절률은 1.458이고 클래딩의 굴절률은 1.45로 비굴절률 차가 낮으며, 코어의 반경은 2.625 μ m, 클래딩의 반경은 62.5 μ m인 단일모드 계단형 광섬유를 이용하여 광섬유 격자의 주기는 0.5335 μ m, 격자의 길이는 25cm인 경우에 대해 컴퓨터 시뮬레이션을 통해 반사 스펙트럼을 분석하였다.

본 논문에서는 단주기 격자에서 주로 사용되는 균일, 가우시안 apodized, dc 레벨이 0인 상승 코사인 형태를 갖는 경우에 대해 고찰하였다.

본 논문의 구성은 I장에서 서론, II장에서는 기본 이론으로 II-1절에서 파동방정식을, II-2절에서 모드에 따른 전파상수와 굴절률, II-3절에서 광섬유 격자에서의 굴절을 분포, II-4절에서 격자 회절에 대한 공진 파장을, II-5절에서 브래그 격자 광섬유에서의 결합 모드 이론에 대해 고찰하였고, III장에

서는 컴퓨터 시뮬레이션과 이론을 통해 얻어진 결과를 분석 고찰하고 IV장에서 결론을 맺었다.

II. 광섬유 격자에 대한 이론

II-1. 광 파이버 격자에서의 전자파 전파

분극 P 와 전기장 E 사이의 관계식은 다음 식과 같다.

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)}:EE + \chi^{(3)}:EEE + \dots) \quad (1)$$

여기서, $\chi^{(j)}$ ($j=1,2,\dots$)는 j 차 분극이다. 식 (1)는 다음 식과 같이 두개의 부분으로 구성된다.

$$(P(r,t) = P_L(r,t) + P_{NL}(r,t) \quad (2)$$

여기서, P_L 과 P_{NL} 은 각각 P 의 선형과 비선형 부분이다. 식 (2)에서 비선형 분극 P_{NL} 은 유도된 분극 P 에 비해 작은 변동으로 작용하므로 P_{NL} 은 거의 0으로 간주할 수 있다. 이것은 비선형 효과가 실리카 광섬유에서 상대적으로 약하기 때문이다. E 에 대해 선형이기 때문에 푸리에 영역에서 다음 식과 같이 간단한 형태로 표현된다.

$$\nabla \times \nabla \times E(r, \omega) + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} E(r, \omega) = 0 \quad (3)$$

여기서, $E(r, \omega)$ 는 $E(r, t)$ 의 푸리에 변환이며, $\epsilon(\omega)$ 는 주파수 의존 유전상수로 다음 식으로 정의된다.

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) \quad (4)$$

여기서, $\chi^{(1)}(\omega)$ 는 $\chi^{(1)}(t)$ 의 푸리에 변환이며, $\chi^{(1)}(\omega)$ 는 일반적으로 복소수이므로 $\epsilon(\omega)$ 도 복소수이다. 따라서, 다음 식이 얻어진다.

$$\nabla^2 E + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} E = 0 \quad (5) \text{ 여기서, } k_0 = \omega/c \text{ 이고, } \epsilon(\omega) = n^2(\omega) \text{이다.}$$

따라서, 광파이버를 통해 전파되는 광 필드는 식 (5)에 의해 좌우된다.

II-2. 전파 모드에 따른 전파상수와 굴절률

이 절에서는 계단형 굴절률 분포를 가지며 코어-클래딩 굴절률 차이가 낮은 단일모드 광섬유에서 전파 모드에 따른 유효굴절률과 전파상수에 대해 고찰하고자 한다.

그림 1은 광 파이버의 단면 구조를 나타내며, n_1 은 코어의 굴절률, n_2 는 클래딩의 굴절률, n_3 는 클래딩 밖의 굴절률이고, a_1, a_2 는 각각 코어와 클래딩의 반경을 나타낸다. 일반적으로, 격자를 형성시킬 때는 피복을 벗기어 코어와 클래딩에 자외선을 조사하므로, n_3 의 굴절률은 공기로써 그 값은 1이 된다.

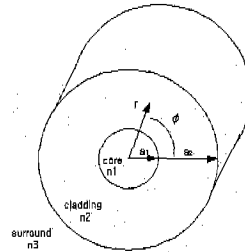


그림 1. 광 파이버의 단면

광섬유내에서 가이드된 모드에 대해 정규화된 주파수에 따른 정규화된 전파상수는 참고문헌[6]에서 볼 수 있다. 본 논문에서는 단일모드 광섬유에 대해 고려하므로 V 가 2.405보다 작아야 하고, 저차모드인 LP_{01} 만을 가지므로 LP_{01} 모드에 대한 정규화된 전파상수는 다음의 관계식으로 부터 구해진다[7].

$$W \sqrt{1-b} \frac{J_1(W \sqrt{1-b})}{J_0(W \sqrt{1-b})} = W b \frac{K_1(W b)}{K_0(W b)} \quad (6)$$

파장 λ 에서 광 파이버의 정규화 주파수 $V = (2\pi/\lambda)a_1 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ 이고, 정규화된 전파상수는 $b = \frac{(n_{eff}^2 - n_2^2)}{(n_1^2 - n_2^2)}$ 이다.

위의 관계식에 의해 얻어진 정규화된 전파상수로부터 LP_{01} 모드에 대한 유효굴절률은 아래 식으로 된다.

$$n_{eff} = \sqrt{n_2^2 + b(n_1^2 - n_2^2)} \quad (7)$$

여기서, 유효굴절률은 $n_2 < n_{eff} < n_1$ 의 범위를 가지며, LP_{01} 모드에 대한 전파상수는 다음 식으로 주어진다.

$$\beta_{01} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) n_{eff} \quad (8)$$

선형 분극 (LP) 근사는 광섬유 코어에 가이드된 모드를 설명하기에 충분하므로 식 (6)의 관계식에

의해 정규화된 전파상수를 구하고, 식 (7)으로부터 유효굴절률 n_{eff} 를 얻고 식 (8)에 의해 전파상수 β 를 얻을 수 있다.

II-3. 광섬유 격자 형성과 굴절률 분포

이 절에서는 광섬유에 격자를 새기는 방법과 광섬유에 코어에 새겨진 격자의 굴절률 분포에 대해 고찰한다. 광섬유에 격자를 새기는 방법에는 간접계를 이용한 방법과 위상 마스크 방법을 이용한 방법이 있으며, 위상 마스크를 이용한 제작방법은 간접계를 이용한 방법에 비해 간단하고 기계적으로 안정하며 낮은 코히어런스 레이저 광을 사용할 수 있는 장점을 가지고 있다^[8].

그림 2은 근래에 많이 사용되고 있는 위상마스크를 사용한 방법으로 자외선을 조사하여 위상 마스크를 통과한 빔 중 ± 1 차 회절 광에 의해 코어에 격자가 새겨진다. 위상 마스크의 격자주기가 Λ 라면 코어에 새겨지는 격자의 주기는 위상마스크 격자주기의 $\Lambda/2$ 로 되며, 이때 광섬유에 새겨진 격자는 광섬유 코어에만 존재하여 광파이버 코어의 굴절률은 변화하지만 클래딩의 굴절률은 변화하지 않게 된다.

이때, 광섬유 굴절률 분포에 관한 식은 다음 식과 같이 된다^[7].

$$n(r, z) = \begin{cases} n_1(z) = n_1 \{ 1 + \alpha(z) [1 + \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z)] \} & r \leq a_1 \\ n_2 & a_1 < r \leq a_2 \end{cases} \quad (9)$$

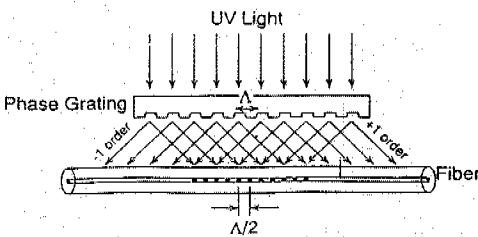


그림 2. 위상마스크를 이용한 방법

식 (9)에서, $n_1(z)$ 는 z 방향에 따라 굴절률 분포를 나타내며, n_1 은 섭동이 없는 코어 굴절률(unperturbed core index)이고, Λ 는 광 파이버 코어에 새겨진 격자 주기, a_1 은 코어의 반경, a_2 는 클래딩의 반경을 나타낸다. 또한, $\alpha(z)$ 는 느리게 변화하는 격자의 포락선으로 그림 3에 포락선의 형태에 따른 광섬유의 격자의 굴절률 분포를 도시하였다.

그림 3(a)는 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 형태, 그림 3(b)는 가우시안 apodized 형태, 그림 3(c)는 dc 레벨이 0인 상승 코사인 apodized 형태의 굴절률 분포 변화를 갖는 형태이다.^[9]

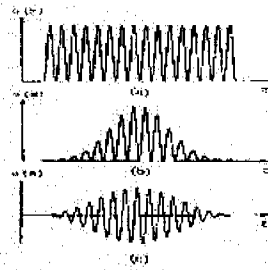


그림 3. 굴절률 포락선 분포의 여러 가지 유형

그림 3(a)는 균일한 굴절률 포락선 분포로써 $\alpha(z)$ 는 최대값인 σ 값만을 가지는 균일한 형태이다.

그림 3(b)는 격자에 형성된 굴절률 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우를 갖는 광섬유 격자이다. 이때, 가우시안 분포는 다음 식과 같다^[10].

$$\alpha(z) = \sigma \exp\left[-G\left(\frac{z}{L}\right)^2\right] \quad (10)$$

여기서, σ 는 $\alpha(z)$ 의 최대값, L 은 광섬유 격자소자의 전체 길이로 광섬유 격자소자의 시작점은 $z = -L/2$ 인 지점이고 끝점은 $z = L/2$ 인 지점이다. G 는 가우시안 윈도우 파라미터(Gaussian window parameter)로써, 이 값이 클수록 광섬유 격자소자의 시작점과 중심점의 굴절률 변화량의 차이가 커지게 되어 apodization정도가 커지게 된다.

그림 3(c)는 격자에 형성된 굴절률 포락선 분포가 dc 레벨이 0인 상승 코사인 apodized한 경우를 갖는 광섬유 격자로 함수의 형태는 다음 식과 같다.

$$\alpha(z) = \sigma \frac{1}{C} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \right] \quad (11)$$

여기서, C 는 상승 코사인 파라미터로써 가우시안 윈도우 파라미터와 마찬가지로 이 파라미터가 클수록 apodization정도가 커지게 되고 나머지 변수 값들은 가우시안의 변수 값과 동일하다.

이 형태는 균일한 형태와 가우시안 apodized된 형태와는 다르게 dc 레벨이 0인 굴절률 분포를 가지므로 코어에서 굴절률 분포식은 아래 식과 같이 된다.

$$n_1(z) = n_1 \left\{ 1 + \alpha(z) \left[\cos\left(-\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \right\} \quad r \leq a_1 \quad (12)$$

II-4. 격자 회절에 의한 공진 파장

이 절에서는 광섬유 격자에서 두 모드사이의 결합과 이 두 모드간 결합에 의한 브래그 반사파장에 대해 고찰한다. 격자에 의한 빛의 회절은 그림 6에 나타나 있다. 광섬유 격자는 간단히 광학 회절 격자로써, 각 θ_1 으로 격자에 입사한 광은 격자 방정식 (grating equation)으로 설명된다.^[11]

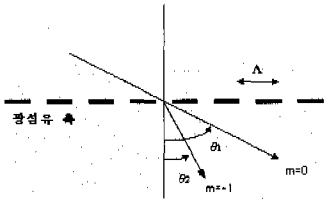


그림 4. 격자에 의한 빛의 회절.

만일, 두 모드가 동일하다면, 브래그 반사파장은 아래 식과 같이 간단히 된다.^[11]

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (13)$$

식 (13)에 의해 광섬유 격자의 주기에 따라 반사파장 영역을 결정할 수 있다.

II-5. 브래그 격자에서의 결합모드 이론

일반적으로 광섬유 브래그 격자는 단주기 광섬유 격자라 하며, 이 경우 코어에서 광섬유 축을 따라 가이드 되는 모드 중에서 진행 방향으로 진행하는 모드와 반대방향으로 진행하는 모드사이에서 결합이 일어나게 되며, 광섬유 브래그 격자에서 코어간 결합이 그림5에 나타나 있다.

그림5에서 θ_1 은 광섬유 축을 따라 진행하는 LP₀₁ 모드의 각이며, θ_2 는 이 모드와 반대방향으로 진행하는 모드의 각을 나타낸다.

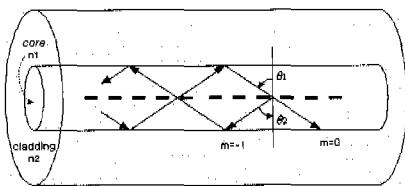


그림 5. 광섬유 브래그 격자에서 코어 모드간 결합

광섬유 격자의 경우, 전진파와 후진파가 포함되므로 전계 E는 아래의 형태로 표현된다.

$$E(r) = F(x, y) [A_f \exp(i\beta_g z) + A_b \exp(-i\beta_g z)] \quad (14)$$

반대방향으로 전파하는 두 전자파의 횡방향 변화는 동일한 모드 분포(modal distribution) F(x, y)를 가지고, $\beta_g = m\pi/\Lambda$ 는 격자 파수를 나타내며, 여기서 m은 정수이다. 식 (5)에 식(14)를 대입함으로써 결합모드 방정식(coupled mode equation)은 다음 식과 같이 된다.

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = i[\beta(\omega) - \beta_g] A_f + ix A_b \quad (15-a)$$

$$\frac{\partial A_b}{\partial z} = i[\beta(\omega) - \beta_g] A_b + ix A_f \quad (15-b)$$

여기서, 결합계수(coupling coefficient)는 다음 식과 같다.

$$x = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(z) |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (16)$$

일반적으로, 결합계수 x는 광에 의해 형성된 굴절을 변화가 코어영역에서 균일하지 않을 때 발생하는 굴절을 포락선 분포 $\alpha(z)$ 를 포함한다. 따라서, 격자에 형성된 굴절을 포락선 분포가 균일한 경우에는 상수 σ 와 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 를 사용하면 $x = 2\pi\sigma/\lambda$ 로 된다. 또한, apodized된 형태의 굴절을 포락선 분포를 갖는 격자는 식 (10)과 (11)에 나타나 있다.

광섬유 격자의 반사도는 경계조건을 사용함으로써 결정되는데, 길이 L인 격자에 입사파가 $z=0$ 에 위치한다고 가정하면, 반사계수는 아래 식으로 된다.

$$r_g = \frac{A_b(0)}{A_f(0)} = \frac{B_2 + r(q)A_1}{A_1 + r(q)B_2} \quad (17)$$

III. 시뮬레이션 결과 및 고찰

이 절에서는 DWDM용 협대역 필터를 설계하기 위해 광섬유 브래그 격자의 설계조건을 표 1처럼 설정하였으며, 식 (18)을 이용하여 반사 스펙트럼을 고찰한다.^[9]

$$R = \left| \frac{ix \sin(qL)}{q \cos(qL) - i\delta\beta \sin(qL)} \right|^2 \quad (18)$$

여기서, $\delta\beta = \beta(\omega) - \beta_0$ 는 ω 에 대한 동조(detuning)이고, x 는(식16)으로 부터 얻어지고, q 는 $q = \pm[(\delta\beta)^2 - x^2]^{1/2}$ 을 이용한다.

표 1. 시뮬레이션을 위한 FBG 변수들

설계 변수	설계 값
코어 반경	2.625 μm
클래딩 반경	62.5 μm
코어 굴절율	1.458
클래딩 굴절율	1.45
비굴절율 차	0.0055
격자 길이	25mm
격자 주기	0.5335 μm

III-1. 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 경우

이 절에서는 그림 3(a)와 같이, 광섬유 코어내 격자의 굴절률 포락선 분포가 균일한 경우에 대한 스펙트럼을 구하였다. 이를 위해 식 (18)을 dB의 값으로 아래 식과 같이 변형하여 시뮬레이션 하였으며, 그 결과가 그림 6에 나타나 있다. 그림6의 시뮬레이션 결과에서 실선은 σ 가 1×10^{-3} , 점선은 7.5×10^{-4} , 일점쇄선은 5×10^{-4} 이다. 그림 6의 결과로부터 σ 가 1×10^{-3} 일 때 최대 반사스펙트럼은 1548.6 ~ 1550.7 [nm], σ 가 7.5×10^{-4} 일때 최대 반사스펙트럼 1548.9 ~ 1550.4 [nm] 파장영역에서, σ

- : $\sigma = 1 \times 10^{-3}$
- : $\sigma = 7.5 \times 10^{-4}$
- · - · - : $\sigma = 5 \times 10^{-4}$

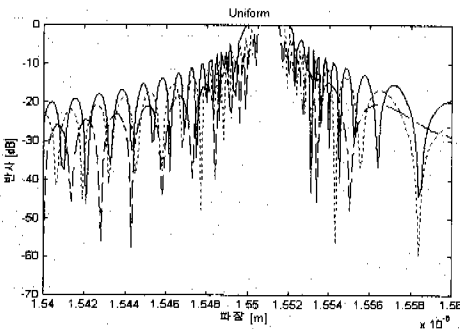


그림 6. 균일한 경우의 반사 스펙트럼

가 5×10^{-4} 일 때 최대 반사스펙트럼은 1549.2 ~ 1550.1 [nm]의 파장영역에서 측정됨을 알 수 있다. 각각의 세 가지 결과들로부터 이 절에서 논의한 광섬유 브래그 격자는 DWDM용 협대역 필터로써는 부적합하고 사이드로브(sidelobe)도 높은 값을 가짐을 볼 수 있다. 그러나, 그림 6의 결과로부터 σ 값이 작을 수록 좁은 반사 스펙트럼을 갖을 수 있고 사이드로브도 낮은 값을 가짐을 알 수 있다.

III-2. 격자의 굴절률 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우

이 절에서는 그림 3(b)와 같이 광섬유 코어내 격자의 굴절률 포락선 분포가 가우시안 apodized한 경우에 대한 스펙트럼을 시뮬레이션 하였다. 가우시안 apodized한 경우 격자에 형성된 굴절률 변화는 식 (10)을 이용하였으며, 가우시안 파라미터 G 에 따른 시뮬레이션 결과가 그림 7, 8, 9 에 나타나 있다. 그림 7의 시뮬레이션 결과는 $G=2$ 로 한 경우이다. 이 결과에서 실선은 σ 가 1×10^{-3} 를 나타내며, 1549.1 ~ 1550.2 [nm]에서 최대 반사 스펙트럼을 갖는다. σ 1549.2 ~ 1550.1 [nm]가 7.5×10^{-4} 일 때의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었고, σ 가 5×10^{-4} 일 때 최대 반사 스펙트럼이 1549.4 ~ 1549.9 [nm]의 파장영역에서 측정되었다. 얻어진 결과들로부터 σ 가 작을수록 협대역 필터로써 적합해짐을 알 수 있다. 사이드로브도 그림 6의 균일한 형태보다 낮은 값을 가짐을 알 수 있다. 그림 8은 $G=5$ 로 apodized한 정도를 높인 경우로써 σ 가 1×10^{-3} 에서 최대반사스펙트럼은 1549.4 ~ 1549.9 [nm]의 파장영역에서 측정되었으며, σ 1549.5 ~ 1549.8 [nm]가 7.5×10^{-4} 일 때의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었고 σ 가 5×10^{-4} 일때는 최대 반사스펙트럼이 1549.6 ~ 1549.7 [nm]의 파장영역에서 측정되었다. 그림 7에서 보다 최대 반사 파장영역이 좁아지는 것을 알 수 있고, 사이드로브도 더 낮은 값을 가짐을 알 수 있다. 그림 9에서 특별히 σ 값을 5×10^{-4} , G 값을 10 으로 설정하였을 경우 최대 반사 스펙트럼이 99.89% 로 낮아짐을 알 수 있다. G 값을 크게 하여 apodized한 정도를 높여 최대 반사 대역을 좁히고 사이드로브의 값을 낮출 수 있지만, σ 값이 5×10^{-4} 이고 가우시안 파라미터인 G 값을 10 이상으로 하였을 경우는 최대 반사 스펙트럼이 100%에 도달하지 못하므로 G 값과 σ 값을 적절히 선택하여야 DWDM에 적합한 협대역 필터를 설계할 수 있을 것이다.

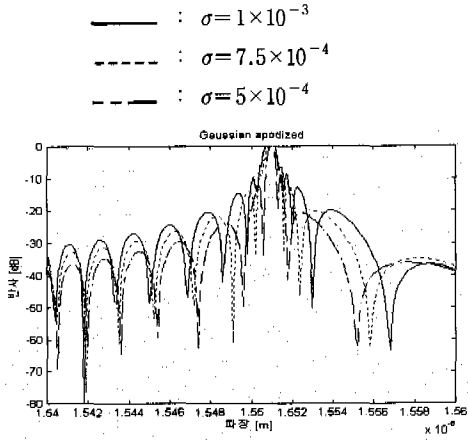


그림 7. G=2로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

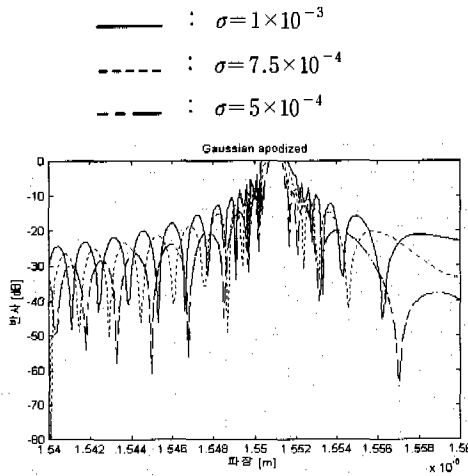


그림 8. G=5로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

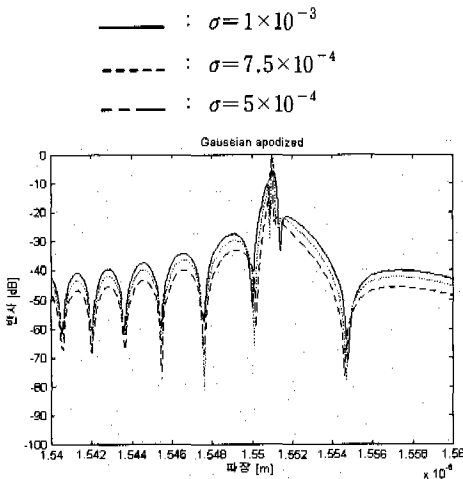


그림 9. G=10으로 가우시안 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

III-3. 격자의 굴절을 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 경우

이 절에서는 그림 3(c)에 처럼 광섬유 코어내 격자의 굴절을 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 경우에 대한 스펙트럼을 시뮬레이션 하였다. 이 경우는 식 (11)를 이용하여 반사 스펙트럼을 고찰하였으며, 이때 C 파라미터는 G와 같은 값으로 C값을 2, 5, 10 네 가지 경우에 대해 시뮬레이션 하였으며 그 결과가 그림 10, 11, 12에 나타나 있다. 그림 11은 C=2로 한 경우이다. 이때 σ 가 1×10^{-3} 이면 최대 반사 스펙트럼은 1549.2 ~ 1550.1 [nm]의 파장영역에서 측정되고, σ 가 7.5×10^{-4} 일 때 최대 반사 스펙트럼은 1549.3 ~ 1550.0 [nm]의 파장영역에서 측정되었다. σ 가 5×10^{-4} 일 때는 1549.4 ~ 1549.9 [nm]의 파장영역에서 최대 반사 스펙트럼이 측정되었다. 그림 10에서도 σ 값이 커질수록 최대 반사 스펙트럼은 좁아지고 사이드로브도 낮은 값을 가짐을 알 수 있다. 그러나, 가우시안 파라미터 G값이 5와 10일 때보다는 좋은 특성을 보이지 못했다.

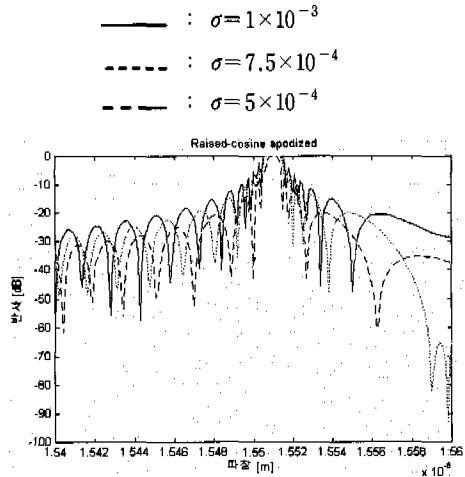


그림 10. C=2로 상승코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

그림 11는 C=5로 한 경우이다. σ 가 1×10^{-3} 일 때 최대 반사 스펙트럼은 1549.5 ~ 1549.8 [nm]의 영역에서 측정되었고, 7.5×10^{-4} 일 때는 1549.5 ~ 1549.7 [nm]에서 측정되었으며, 5×10^{-4} 일 때는 최대 반사 스펙트럼이 1549.6 ~ 1549.7 [nm]에서 측정되었다. 이 경우는 가우시안 파라미터 G값이 5일 때 보다는 양호한 특성을 보이지만, G값이 10일 때 보다는 양호한 특성을 보이지 못했다.

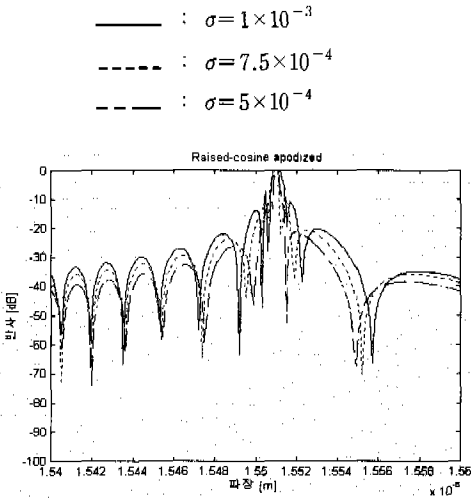


그림 11. C=5로 상승-코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

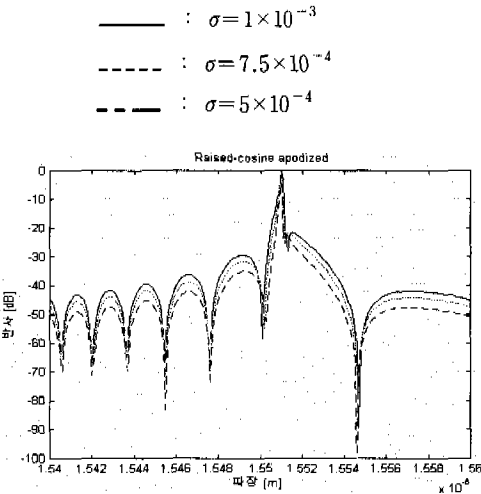


그림 12. C=10로 상승-코사인 apodized한 경우의 반사 스펙트럼

그림 12에서 σ 가 5×10^{-4} 이고 C가 10일 경우는 최대 반사 스펙트럼이 100%에 이르지 못하고 99.36%로 낮아짐을 알 수 있었으며, 이는 파라미터 C를 적절히 선택하여 협대역 필터를 설계하여야 된다는 것을 보여준다.

표 2는 III장에서 시뮬레이션 결과로부터 최대 반사도를 갖는 대역을 표시한 것으로 표 안에 짙은 색으로 표시한 부분은 좁은 반사대역을 갖고 사이드로브도 작기 때문에 DWDM용 필터 설계시 가장 양호한 부분으로 관찰되었다.

IV. 결론

본 논문에서는 각기 형태가 다른 굴절율 포락선 분포를 갖는 광섬유 격자에 대해 반사 스펙트럼을 시뮬레이션 하여 고찰하였다. 여러 가지 σ 값과 파라미터 G와 C 값을 변화시킴으로써 그림 7~12에서 보듯이 사용자가 원하는 형태의 필터를 제작할 수 있음을 알 수 있다. 먼저, 필터를 설계하려면 반사대역의 중심 파장을 알아야 하겠으며, 인접 채널 간 누화에 의한 잡음을 줄이고자 한다면 사이드로브가 작은 반사 스펙트럼을 얻을 수 있어야 한다.

시뮬레이션 결과로부터 굴절율 포락선 분포가 균일한 격자에서 σ 값을 변화시 σ 값이 작을수록 반사대역의 스펙트럼은 좁아지고 사이드로브도 작아짐을 알 수 있었고, DWDM용 협대역 필터로 부적합함을 알 수 있다. 가우시안 형태의 함수를 갖는 격자에서 σ 값과 가우시안 윈도우 파라미터 G값을 변화하여 반사 스펙트럼을 고찰한 결과 σ 값은 작을수록 G값은 클수록 최대반사 대역이 좁아지며 사이드로브도 작아지는 장점을 가지므로, 이 방법은 DWDM용

표 2. 굴절율 포락선 분포에 따른 최대 반사 스펙트럼 파장

굴절율 분포		σ	1×10^{-3}	7.5×10^{-4}	5×10^{-4}
Uniform			1548.6 ~ 1550.7 [nm]	1548.9 ~ 1550.4 [nm]	1549.2 ~ 1550.1 [nm]
Guassina apodized	G=2		1549.1 ~ 1550.2 [nm]	1549.2 ~ 1550.1 [nm]	1549.4 ~ 1549.9 [nm]
	G=5		1549.4 ~ 1549.9 [nm]	1549.5 ~ 1549.8 [nm]	1549.6 ~ 1549.7 [nm]
	G=8		1549.6 ~ 1549.7 [nm]	1549.6 ~ 1549.7 [nm]	1549.6 [nm]
Raised -cosine apodized	C=2		1549.2 ~ 1550.1 [nm]	1549.3 ~ 1550.0 [nm]	1549.4 ~ 1549.9 [nm]
	C=5		1549.5 ~ 1549.8 [nm]	1549.5 ~ 1549.7 [nm]	1549.6 ~ 1549.7 [nm]
	C=8		1549.6 ~ 1549.7 [nm]	1549.6 ~ 1549.7 [nm]	1549.6 [nm]

협대역 필터를 설계하는데 적합하다고 사료된다.

굴절율 포락선 분포가 상승-코사인 apodized한 격자에서 σ 값과 C 파라미터를 변화하여 얻은 결과들은 가우시안 형태와는 크게 다른 점은 없으나 가우시안 형태보다는 좀더 낮은 사이드로브를 얻을 수 있어 인접 채널간의 누화에 의한 잡음을 줄일 수 있음을 알 수 있었다.

그러나, 파라미터 G 와 C 는 10 이상으로 설정하였을 경우 최대 반사 스펙트럼이 100%에 이르지 못하는 것을 알 수 있었다.

참 고 문 헌

[1] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides": Application to reflection filter fabrication", *Appl. Phys. Lett.* 32, 647, 1978

[2] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.* 14, 823, 1989.

[3] D. L. Williams, S. T. Davey, R. Kashyap, J. R. Armitage, and B.J. Ainslie, "Direct observation of UV induced bleaching of 240nm absorption band in photosensitive germanosilicate glass fibers, *Electron. Lett.* vol. 28, pp. 369, 1992.

[4] R. M. Atkins, Measurement of the ultraviolet absorption spectrum of optical fibers, *Opt. Lett.* vol. 17, pp. 469, 1992

[5] R. M. Atkins, and V. Mizrahi, "Observation of changes in UV absorption bands of single-mode germanosilicate core optical fibers on writing and thermally erasing refractive index gratings, *Electron. Lett.* vol. 28, pp. 1743, 1992.

[6] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, New York : Oxford University Press, Chap. 3, p. 95, 1997.

[7] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *J. Lightwave Tech*, vol. 15, no. 8, August, 1997.

[8] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, pp. 1385-1392, 1982.

[9] T. Erdogan, "Cladding-mode resonances in short- and long- period fiber gratings filters", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No. 8, August 1997.

[10] 오종중. "광통신 실무..." 한국이공학사 1997

[11] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. New York: Pergamon, 1987, sec. 8.6.1, eq. (8).

장 우 순(Woo-Soon Jang)

정회원



호서대학교 공과대학 전자공학과
공학사
중앙대학교 공과대학 정보통신공
학과 공학석사
호서대학교 공과대학 전자공학과
공학박사과정
무림정보산업(주) - 시스템개발부
실장

신성대학 전자과 및 정보통신과 - 겸임전임교수

호서대학교 정보통신공학부 - 겸임전임교수

동아방송대학 정보통신과 - 겸임전임교수

<주관심 분야> Integrated Optical, 광파통신, 데이터
통신, Network Design, Multimedia
(Computer Graphics, Internet, Mobile,
Telecommunication