



1. 서론

1953년 I. Šolc^[1,2]에 의해 소개된 복굴절형 파장 필터인 Šolc 필터는 좁은 선폭의 파장 필터링이 가능한 특성이 있어서, 광학, 천문학 등을 비롯한 여러 분야에서 연구되어 왔다. 그러나, Šolc 필터를 구현하기 위해서는 수천장의 $\lambda/2$ 판을 적층시켜야하는 기술적인 어려움이 있다. 이러한 제작 공정의 어려움으로 인하여 실용적인 Šolc 필터 소자의 개발이 지연 되어왔다. 2003년 중국의 Shi *et. al.*^[3]에 의해서 주기적으로 분극 반전된 LiNbO₃ (PPLN: periodically poled LiNbO₃)이 가진 각각의 마이크로 도메인이 $\lambda/2$ 판 역할을 할 수 있음이 확인되면서부터, PPLN 기반 Šolc 필터에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.

Šolc 필터는 크게 fan Šolc과 folded Šolc 필터로 나눌 수 있으며, PPLN 기반 Šolc 필터는 folded Šolc 필터의

을 모두 도파 할 수 있는 티타늄(Ti: titanium) 확산 도파로를 이용한 연구들이 많이 보고되고 있다.

주기적으로 분극 반전된 Ti:LiNbO₃ (Ti:PPLN: titanium-indiffused periodically poled LiNbO₃) 도파로 소자는 다른 종류의 전광 신호 처리 소자들^[9,10]에 비해 데이터의 전송 속도나 형태에 독립적인 변환 효율, 낮은 cross talk, 넓은 파장대역에서 높은 투과도 등, 차세대 전광 신호처리 분야에서 요구되는 많은 조건들을 충족시킬 수 있는 장점들을 가지고 있다. Ti:PPLN 도파로 소자를 이용한 전광 신호 처리 분야는 광 샘플링^[11] (optical sampling), 파장변환^[12,13] (wavelength conversion), 광 게이트 스위치^[14-16] (optical gate switch), 광 로직 게이트^[17] (optical logic gate) 등 매우 다양하다.

본 글에서는 LiNbO₃의 가장 높은 비선형계수인 d_{33} 를 이용하기 위해 개발된 Ti:PPLN 도파로 소자를 이용하여,

특집 ┃ QPM 소자기술

PPLN 도파로 소자를 이용한 복굴절형 파장 필터

이영락*

한 종류이다. 일반적인 folded Šolc 필터의 구조는 직교하는 두 개의 편광자 사이에 입사광의 편광 방향과 $\pm\theta$ 의 기울기를 가지는 여러 장의 $\lambda/2$ 판을 교번으로 쌓아서, 특정 파장을 필터링 하는 형태이다. PPLN Šolc 필터의 경우, 분극 반전된 각각의 마이크로 도메인이 $\lambda/2$ 판 역할을 하게 된다.

최근에는 bulk 형태의 PPLN 소자뿐만 아니라, 도파로 형태의 PPLN 소자를 이용한 Šolc 필터도 소개되면서,^[4] 파이버가 결합된 실용적인 파장 필터 소자로의 연구가 진행되고 있다. PPLN과 결합할 수 있는 여러 종류의 도파로들^[5-8] 중에서, 도파 손실이 낮으면서도 TM 및 TE 편광

비선형 파장변환 기반의 소자가 아닌 파장 필터 소자로 구현한 결과에 대하여 기술하고자 한다. 즉, 규칙적인 주기의 QPM (Quasi-Phase-Matching) 격자를 가진 Ti:PPLN 도파로 소자를 이용하여 좁은 선폭을 가지는 파장 필터를 구현하고, 필터의 중심 파장 및 선폭을 제어하는 기술에 관하여 소개한다.

2. Ti:PPLN 도파로 소자 제작 및 분석

일반적인 Ti:PPLN 도파로 소자 제작 방법은 다음과 같

* 광주과학기술원 고등광기술연구소

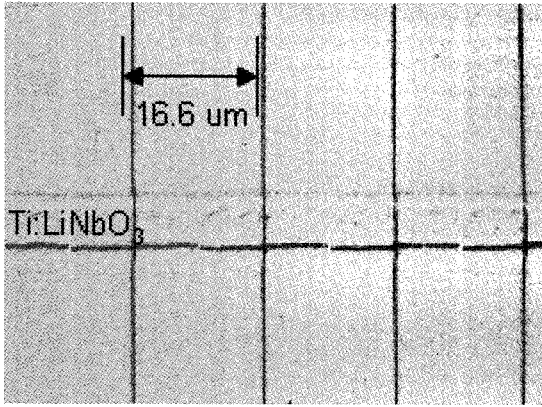


그림 1. 화학적 식각 후의 Ti:PPLN 사진

이 설명할 수 있다. 0.5-mm 두께, 3 또는 4" 직경을 가진 Z-cut LiNbO₃ 웨이퍼의 -c 면에 X-축을 따라 폭 7 μm의 Ti-stripe를 만든 다음, 8.5 시간동안 1060°C에서 확산시켜 채널형 도파로를 제작한다. Ti 확산 중 발생하는 +c 면의 얇은 도메인 반전 층을 제거한 후, LiNbO₃의 분극 방향을 반전시켜 Ti 도파로를 +c 면에 위치시킨다. 이후, 주기적인 포토리지스트 (photoresist) 패턴과 액체 전극 기술 (liquid electric technique)을 이용하여 주기적 분극을 만든다.^[18] 일반적으로 분극 반전에 필요한 전압과 자발 분극은 각각 21 kV/mm 와 78 μC/cm² 정도이다. 최종적으로 전기적 분극 유도 중에 발생한 스트레스를 열처리 (annealing) 과정을 통하여 제거한다. 그림 1은 제작된 Ti:PPLN 도파로 소자를 식각 용액 (HF:HNO₃=1:2)을 이용하여 선택적으로 식각한 후 광학 현미경을 통해 관찰한 사진이다. 가로줄은 Ti 도파로 이고, 세로줄은 분극 반전된 QPM 격자이다.

그림 1과 같이 화학적으로 식각된 Ti:PPLN 소자는 높은 도파 손실로 인하여 실험에 사용할 수 없는 문제점이 있다. 따라서, 실험에 사용될 Ti:PPLN 소자의 품질을 확인하기 위한 간접적인 평가 방법이 필요하다. 대표적인 Ti:PPLN 소자 평가 방법은 도파 손실 측정 및 2차 조화파 발생 실험이 있다. 도파 손실과 모드를 측정함으로써 Ti 도파로의 품질을 확인할 수 있고, 2차 조화파의 모양과 효율을 측정함으로써 제작된 QPM 격자의 구조와 품질을 예측할 수 있다. 그림 2는 16.6 μm의 QPM 격자 주기를 가진 80-mm 길이의 Ti:PPLN 도파로를 이용하여 측정된 2차 조화파 곡선이다. 실온에서 측정된 2차 조화파의 효율과 반치폭은 300%/W 와 0.2 nm 였다. 이와 같은 높은

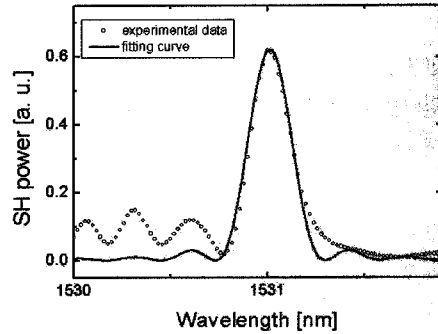


그림 2. 80-mm 길이의 Ti:PPLN 도파로의 2차 조화파 곡선

파장 변환 효율과 좁은 선폭은 QPM 격자가 설계된 것과 같이 잘 만들어 졌음을 나타낸다. 1550 nm에서 단일모드 도파가 가능한 Ti 도파로의 모드 크기는 입사광의 편광 방향에 따라 약간의 차이는 있지만, 일반적으로 4x5 μm² 정도의 단면적을 가지며, 이때 도파로 진행 손실은 TM 및 TE 편광 모두에서 약 -0.1 dB/cm 이하로 매우 낮은 값을 갖는다.

3. Ti:PPLN Šolc 필터

Ti:PPLN Šolc 필터를 구현하기 위한 기본적인 실험 장치도는 그림 3과 같다. 1270~1330 nm 대역의 스위핑 광 (semiconductor optical amplifier + Fabry-Perot filter)은 광섬유 편광기와 시준기를 통과한 후, 첫 번째 편광자에 의해 TE 편광만이 선택되어 접속렌즈를 통하여 Ti:PPLN 도파로에 입사된다. Ti:PPLN 도파로를 통과한 광은 첫 번째 편광자의 방향과 수직하게 배치된 두 번째 편광자를 통과한 후, 대물렌즈에 의해 광섬유에 다시 접속된다. 이렇게 광섬유로 접속된 광의 스펙트럼은 OSA (optical spectrum analyzer)에 의해 분석되었다.

그림 4는 광원으로 사용된 스위핑 광의 스펙트럼이다. 평균 출력은 약 10 mW 이고 최대 반복율은 약 15 kHz 였다.

Ti:PPLN Šolc 필터의 특성을 결정하는 중요 요소는 QPM 격자의 주기 Λ , 마이크로 도메인의 개수 N (~샘플의 길이), 마이크로 도메인 축의 회전각 θ 이다. Λ 는 필터의 중심 파장을 결정하고, N 은 필터의 선폭을 결정한다.

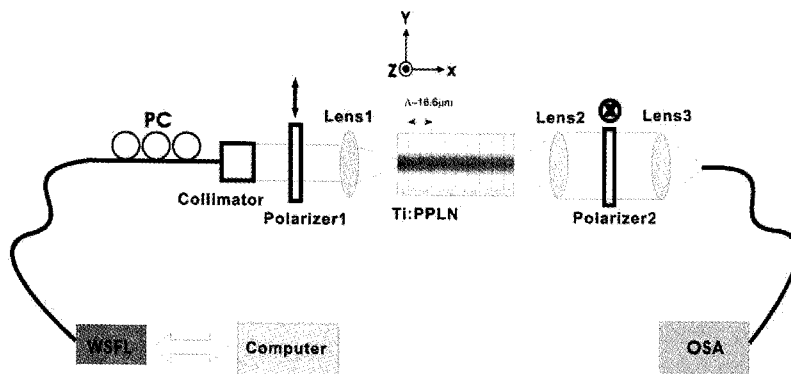
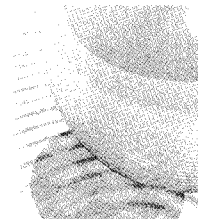


그림 3. Ti:PPLN Solc 필터 실험 장치도. WSFL : wavelength swept fiber laser, OSA : optical spectrum analyzer, PC : polarization controller

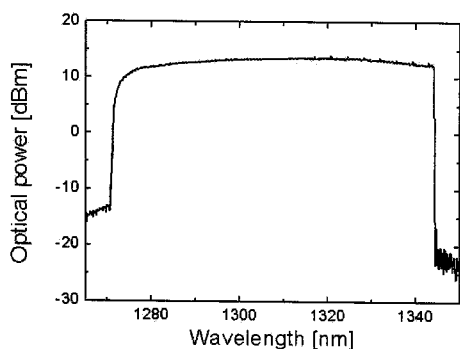


그림 4. 스위핑(WSFL) 광의 스펙트럼

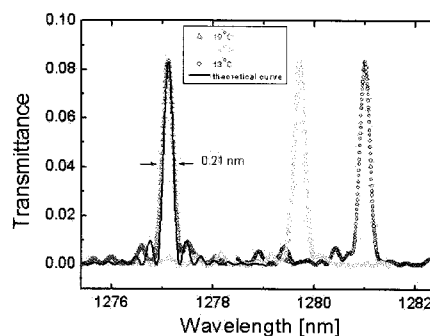


그림 5. 구동 온도에 따른 Ti:PPLN Solc 필터의 투과도 곡선

그리고 N 과 θ 에 의해 필터의 투과도가 결정된다. 필터의 중심 파장 λ_0 는 식 (1)과 같이 주어진다.

$$\lambda_0 = (n_o - n_e)A / (2m + 1) \quad (1)$$

여기서 n_o 와 n_e 는 각각 TE 모드와 TM 모드 광에 대한 굴절율이고, m 은 투과 파장의 차수이다 (일반적으로 $m=0$). 각각의 마이크로 도메인에 의한 위상지연은 식 (2)와 같이 기술할 수 있다.

$$\Gamma = \pi (n_e - n_o) A / \lambda \quad (2)$$

이때 위상지연 값 Γ 가 $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ 를 만족하면, 필터의 투과도는 식 (3)과 같이 주어진다.^[19]

$$T = \sin^2(2N\theta) \quad (3)$$

따라서, 투과도 100%의 필터를 구현하기 위한 θ 값은

$$\theta = \frac{\pi}{4N} \quad (4)$$

을 만족 시켜야 한다. 일반적으로 마이크로 도메인 축의 회전각 θ 는 외부에서 인가되는 전기장에 의해 조절될 수 있으며, 이때 회전각의 변화는 식 (5)와 같다.

$$\theta \approx \frac{\gamma_{51}E}{(1/n_e^2) - (1/n_o^2)} \quad (5)$$

여기서 E 는 외부에서 가해지는 전장의 세기이고 γ_{51} 은 전기광학 계수이다.

그림 3의 실험 장치도를 이용하여 측정된 Ti:PPLN Solc 필터의 투과도 곡선은 그림 5에서 볼 수 있는 것과 같이 거의 sinc 함수를 나타내었다. 이때 측정된 파장 선포 (FWHM: full width at half maximum)은 0.21 nm로

PPLN 도파로 소자를 이용한 복굴절형 파장 필터

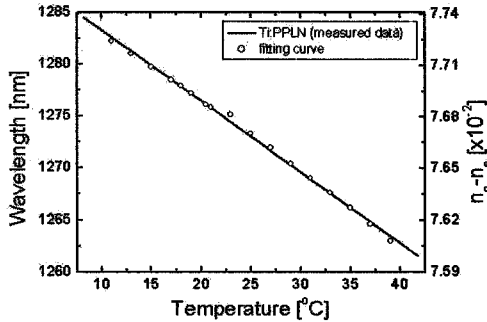


그림 6. Ti:PPLN Solc 필터 구동온도에 따른 중심파장의 변화. ○는 측정된 결과이고, 실선은 fitting 곡선이다

매우 좁았으며, 식 (6)에서 예측된 이론값과 거의 일치하였다.

$$\lambda_{FWHM} \cong 1.6 \lambda_m / [(2m + 1)N] \quad (6)$$

식 (6)에서 알 수 있듯이 필터의 선폭은 Ti:PPLN 소자 길이에 반비례하는 특성이 있다. 따라서 Ti:PPLN 소자 길이를 조절함으로써 적절한 필터의 선폭을 결정할 수 있다. 그림 5와 같은 좁은 선폭은 많은 수의 마이크로 도메인 ($\lambda/2$ 판)에 의해 얻어진 결과이며, 이때 사용된 Ti:PPLN의 마이크로 도메인 수는 약 9600 (길이~80 mm)개였다. 실온에서 필터의 중심 파장은 약 1280 nm로 측정되었고, Ti:PPLN의 구동 온도에 따라 중심파장이 움직임을 확인하였다.^[4]

4. Ti:PPLN Solc 필터의 파장 가변 특성

Ti:PPLN Solc 필터의 중심파장을 제어하는 방법은 크게 구동 온도를 변화시키는 방법^[4,20]과 UV (ultraviolet) 광을 조사하는 방법^[21,22]이 있다. 두 방법 모두 Ti:PPLN Solc 필터의 굴절율을 변화시키는 방법이다.

일반적으로 Ti:PPLN 소자의 구동 온도를 변화시키면, 굴절율과 QPM 격자의 길이가 변화하게 된다. 이에 따라 필터 중심 파장 또한 움직인다. 온도 변화에 따른 중심 파장의 변화량은 식 (7)과 같이 기술할 수 있다.

$$\frac{d\lambda_0}{dT} \lambda_0 \left[\frac{1}{n_o - n_e} \left(\frac{dn_o}{dT} - \frac{dn_e}{dT} \right) + \alpha \right] \quad (7)$$

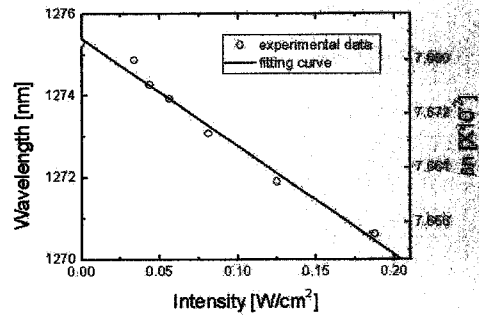


그림 7. UV광의 세기에 따른 Ti:PPLN Solc 필터의 중심파장 변화

여기서 α 는 열팽창 계수, T는 온도이다. PPLN에서 온도 변화가 있을 경우, 중심파장의 변화는 열팽창에 의한 QPM 격자 주기 변화보다 굴절율 변화에 의해서 발생하며, 이때 중심파장 변화에 미치는 영향은 굴절율 변화없이 열팽창에 의한 QPM 격자 주기 변화값 보다 약 100 배 이상 높은 것으로 알려져 있다.^[4]

그림 6은 구동온도에 따른 Ti:PPLN Solc 필터의 중심 파장 변화를 나타낸다. ○는 측정된 결과이고 실선은 fitting 곡선이다. 온도가 올라갈수록 필터의 중심 파장이 짧은 파장으로 이동하였는데, 이는 그림 6의 오른쪽 Y 축에 나타난 것과 같이 n_e 의 굴절율 변화값이 n_o 의 굴절율 변화값보다 크기 때문에 발생하는 것으로 설명할 수 있다. 측정된 온도 기울기는 약 $-0.683 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ 로 bulk PPLN의 온도 기울기 ($-0.526 \text{ nm/}^\circ\text{C}$)^[20] 보다 급한 기울기를 보였다. 즉, 온도의 변화에 따른 Ti:PPLN 필터의 파장 가변 폭이 bulk PPLN의 파장 가변 폭 보다 큰 값을 가짐을 나타낸다.

또 다른 중심파장 제어 방법은 UV 광에 의해 유도되는 Photovoltaic 효과를 이용한 방법이다.^[21,22] 그림 3의 실험 장치도에서 Ti:PPLN의 Z 면에 무편광 UV (360 nm) 광을 조사하게 되면, PPLN에 유도되는 전류 밀도는 식 (8)과 같이 된다.^[22]

$$\begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \\ J_3 \end{bmatrix} = \beta \begin{bmatrix} -\kappa_{22}E_1E_2^* \\ 0 \\ \kappa_{31}E_1E_2^* + \kappa_{31}E_2E_1^* \end{bmatrix} \quad (8)$$

여기서 β 와 κ 는 각각 흡수계수와 photovoltaic 상수이



다. 따라서, 외부에서 인가되는 UV광의 세기에 따른 굴절율의 변화는 식 (9)와 같이 기술할 수 있다.

$$\delta n = (n_o - n_e) + (n_o^3 \gamma_{33} - n_e^3 \gamma_{13}) \beta \kappa_{31} I / (2\sigma) \quad (9)$$

여기서 γ_{33} 과 γ_{13} 은 전기광학 계수를 나타내고, σ 는 Ti:PPLN의 conductivity를 나타낸다.

그림 7은 UV광의 세기에 따른 필터의 중심파장을 측정 한 결과이다. 이때 계산된 굴절율 변화값 (δn)은 그림 7의 오른쪽 Y 축에 나타나 있다. 입사광의 세기가 증가함에 따라, 중심파장은 짧은 파장으로 이동하였다. 이때 측정된 중심파장 이동 기울기는 약 $-26.4 \text{ nm/Wcm}^{-2(21)}$ 로 bulk PPLN Solc 필터의 기울기 ($-19.2 \text{ nm/Wcm}^{-2}$)⁽²²⁾ 보다 급한 값을 보였다.

5. Ti:PPLN Solc 필터의 투과율 및 선폭 제어 특성

필터의 투과율은 식 (3)과 같이 주어지기 때문에, Ti:PPLN Solc 필터의 길이나 마이크로 도메인 축의 회전각 θ 를 조절함으로써 필터의 투과율을 조절할 수 있다. 소자의 길이는 제작 후에는 조절할 수 없으므로, 능동적인 투과율 조절을 위해서는 외부 전기장 인가를 통한 θ 조절 방법이 유일하다. PPLN의 Y 결정축으로 인가된 전기장에 의해 변화된 회전각은 식 (5)와 같으며, 이와 같이 외부 전기장 인가를 통한 필터의 투과도 조절에 대한 연구는 이

미 여러 연구자들에 의해 보고되었다.^[23,24] 일반적으로 외부 전기장 없이는 회전각 θ 가 0도를 가진다고 알려져 있으나, 거의 모든 PPLN Solc 필터 실험에서 외부 전기장 없이 필터링이 일어남이 확인되었다.^[3,4,25,26] 이러한 현상은 마이크로 도메인의 축이 초기에 약간의 회전각을 갖고 있거나, 주기적으로 분극 반전된 마이크로 도메인들의 상호작용으로 인하여 굴절을 타원체에 뒤뜰림이 존재하는 것으로 설명할 수 있을 것이다. 그러나, 아직까지 이러한 마이크로 도메인의 회전기저 메커니즘에 대한 연구는 전무한 상태에 있다.

필터의 선폭은 식 (6)에서 볼 수 있는 것과 같이 Ti:PPLN 소자 길이에 반비례하는 특성이 있다. 이러한 필터의 선폭을 능동적으로 제어하는 방법은 소자 양단에 온도 차이를 만드는 것이다.^[25] 즉, Ti:PPLN 도파로에 온도 기울기를 유도함으로써, 도파로를 진행하는 광이 각각의 마이크로 도메인에서 느끼는 필터의 중심파장을 변화시킬 수 있다. 이러한 방법으로 측정된 Ti:PPLN Solc 필터의 투과도 곡선은 그림 8과 같다. 그림 8 (a)는 실험 결과이고, (b)는 이론 곡선이다. 소자 양단의 온도차가 증가할수록 투과광의 선폭은 증가하나, 투과도는 감소하였다. 이러한 투과도의 감소는 앞에서 언급한 외부 전기장 인가를 통하여 보상할 수 있을 것이다. 균일한 온도에서 0.2 nm의 투과 선폭을 가지는 78-mm 길이의 Ti:PPLN 소자 양단에 5.47°C의 온도차 만들어서, 최대 2.8 nm의 투과 선폭을 획득하였다. 급한 온도 기울기 (그림 8 (a))에서는 스펙트럼에 많은 ripple이 측정되었는데, 이는 제작공정에서 만들어진 Ti 도파로의 굴절을 불균일성 때문인 것으로

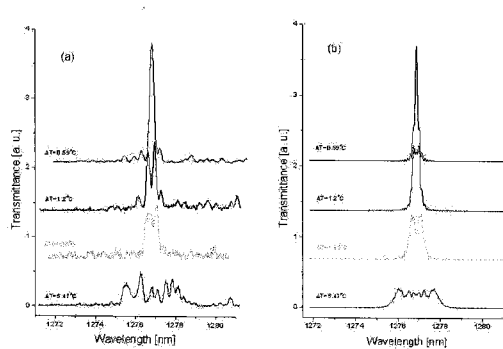


그림 8. 각각 다른 온도 구배에서의 Ti:PPLN Solc 필터 투과 곡선. (a) 실험 결과 곡선, (b) 이론 곡선

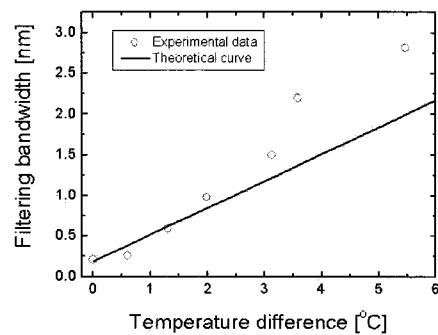


그림 9. 온도 구배에 따른 필터의 반치폭 변화. ○는 측정된 결과이고, 실선은 이론 곡선이다

PPLN 도파로 소자를 이용한 복굴절형 파장 필터

생각된다.^[27]

그림 9는 소자 양단의 온도차에 따른 필터의 반치폭을 나타낸 것이다. 실선은 이론 곡선이고 ○는 실험결과를 나타낸다. 실험 결과의 반치폭이 이론 곡선의 결과보다 넓은 것은 Ti:PPLN 소자에 만들어진 QPM 격자가 완벽하지 못하기 때문에, Ti:PPLN 소자의 유효길이가 물리적 길이보다 짧아졌다는 것을 의미한다.

6. 도파모드에 따른 Ti:PPLN Šolc 필터 특성

Ti:PPLN Šolc 필터는 bulk PPLN Šolc 필터와 달리 도파로에 의해 광의 모드가 결정되는 특성이 있다. 따라서, 단일모드가 아닌 다중모드 도파조건에서는 bulk PPLN Šolc 필터와 다른 여러 가지 기능이 부여된 필터 특성을 보인다.^[26]

그림 10 (a)와 (b)는 다중모드 도파 조건에서 모드 사진과 필터 투과 곡선을 나타낸다. 그림 10 (b)에서 볼 수 있는 두 개의 투과 피크는 각각 기본 모드(TEM₀₀)와 1차 모드(TEM₀₁)에 의해 만들어지는 것이다. 즉, 기본 모드와 1차 모드가 느끼는 유효 굴절율이 각각 다르기 때문에 다중모드 도파로를 통과한 광은 각각의 유효 굴절율에 의해 만들어지는 필터 중심 파장 (식. (1))이 다르게 된다. 이러한 현상으로 인하여 투과된 스펙트럼은 두 개의 투과 피크를 가지고 있으며, 두 피크의 간격은 약 0.8 nm로 관측되었다. 실온(20~40°C)에서 0.8 nm의 파장 간격은 거의 변화가 없는 것으로 확인되었고, 이러한 특성은 다중모드를 가

진 Ti:PPLN Šolc 필터를 광통신용 WDM (wavelength division multiplexing) 시스템에도 사용할 수 있다는 것을 보여준다. 또한 다중의 투과 피크를 가지는 PPLN Šolc 필터에 대한 다양한 연구들이 보고되고 있다.^[28,29]

7. 결론

주기적 분극 반전 기술과 도파로 소자 제작 기술의 발전은 비선형 광장변환을 기반으로 하는 여러 종류의 전광 신호처리 소자의 발전은 물론이고, 이 글에서 언급한 특수한 형태의 복굴절형 파장 필터 발전에도 큰 영향을 끼쳤다. 이 글에서는 대표적인 준위상 정합 도파로 소자인 Ti:PPLN이 가진 각각의 마이크로 도메인에 Šolc 필터의 λ/2 판과 같은 역할을 부여시켜 구현한 도파로형 복굴절형 파장 필터에 관하여 간략하게 소개하였다. 특히, 필터의 주요 특성인 반치폭 제어와 몇가지 중심파장 제어 방법에 대한 실험 결과를 소개하고 도파 모드 특성을 이용한 응용 분야에 대해서도 언급하였다. 도파로 형태의 PPLN Šolc 필터는 파이버 결합이 용이한 특성이 있어서 실용성 있는 능동형 파장 필터로의 발전이 가능할 것으로 기대된다.

참고문헌

- (1) I. Šolc, Czech. Casopis pro Fys. 3, 366 (1953).
- (2) I. Šolc, J. Opt. Soc. Am. 55, 621 (1965).
- (3) J. Shi, X. Chen, Y. Chen, Y. Zhu, Y. Xia, and Y. Chen, Electron. Lett. 39, 224 (2003).
- (4) Y. L. Lee, N. E. Yu, C.-S. Kee, D.-K. Ko, Y.-C. Noh, B.-A. Yu, W. Shin, T. J. Eom, and J. Lee, IEEE Photon. Technol. Lett. 19, 1505 (2007).
- (5) N. Uesugi, et al., Appl. Phys. Lett. 29, 572 (1976).
- (6) Y. L. Lee, N. E. Yu, C. Jung, B.-A. Yu, D.-K. Ko, I.-B. Sohn, S.-C. Choi, Y.-C. Noh, W.-S. Yang, H.-M. Lee, W.-K. Kim and H.-Y. Lee, Appl. Phys. Lett. 89, 171103 (2006).
- (7) T. Kawaguchi, et al., Conf. Laser Electro-Optics, CTu6 (2001).
- (8) Y. L. Lee, H. Suche, G. Schreiber, V. Quiring, R. Ricken, and W. Sohler, Electron. Lett. 38, 812 (2002).
- (9) F. Ratovelomanana, N. Vodjdani, A. Enard, G. Giastre, D. Rondi, R. Blondeau, C. Joergensen, T. Durhuus, B. Mikkelsen, K. E. Stubkjaer, A. Jourdan, and G. Soulage, IEEE Photon. Technol. Lett. 7, 992 (1994).
- (10) M. Sundheimer, C. Bosshard, E. Vab Stryland, G. Stegeman, and J. Bierlein, Opt. Lett. 18, 1397 (1993).
- (11) T. Suhara, H. Ishizuki, M. Fujimura, and H. Nishihara, IEEE, Photon. Technol. Lett. 37, 842 (2001).
- (12) M. H. Chou, J. Hauden, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, Opt. Lett. 23, 1004

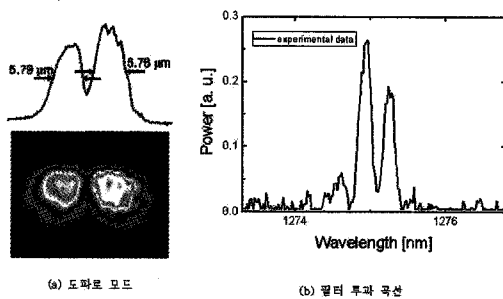
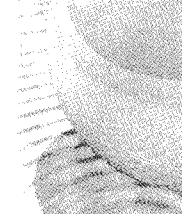


그림 10. 다중모드 도파 조건에서의 Ti:PPLN 도파로 모드 사진과 필터 투과 곡선. (a) 도파로 모드, (b) 필터 투과 곡선



(1998).

[13] Y. L. Lee, C. Jung, Y.-C. Noh, M. Y. Park, C. C. Byeon, D.-K. Ko, and J. Lee, *Opt. Express* 12, 2649 (2004).

[14] R. Schiek, M. L. Sundheimer, D. Y. Kim, Y. Beak, G. I. Stegeman, H. Seibert, and W. Sohler, *Opt. Lett.* 19, 1949 (1994).

[15] Y. L. Lee, H. Suche, Y. H. Min, J. H. Lee, W. Grundkoetter, V. Quiring, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15, 978 (2003).

[16] Y. L. Lee, C. Jung, Y.-C. Noh, I. W. Choi, D.-K. Ko, J. Lee, H. Y. Lee, and H. Suche, *Opt. Express* 12, 701 (2004).

[17] Y. L. Lee, B.-A. Yu, T. J. Eom, W. Shin, C. Jung, Y.-C. Noh, D.-K. Ko, and J. Lee, *Opt. Express* 14, 2776 (2006).

[18] G. Schreiber, H. Suche, Y. L. Lee, W. Grundkoetter, V. Quiring, R. Ricken, and W. Sohler, *Appl. Phys. B* 73, 501 (2001).

[19] A. Yariv, and P. Yeh, 'Optical waves in crystal' (Wiley, New York, 1984).

[20] Y. Zhu, X. Chen, J. Shi, Y. Chen, Y. Xia, and Y. Chen, *Opt. Commun.* 228, 139 (2003).

[21] Y. L. Lee, N. E. Yu, C.-S. Kee, D.-K. Ko, Y.-C. Noh, B.-A. Yu, W. Shin, T. J. Eom, K. Oh and J. Lee, *Electron. Lett.* 44, 30 (2008).

[22] J. Shi, J. Wang, L. Chen, X. Chen, and Y. Xia, *Opt. Express* 14, 6279 (2006).

[23] X. Chen, J. Shi, Y. Chen, Y. Zhu, Y. Xia, and Y. Chen, *Opt. Lett.* 28, 2115 (2003).

[24] E. Rabia and A. Arie, *Appl. Opt.* 45, 540 (2006).

[25] Y. L. Lee, Y.-C. Noh, C.-S. Kee, N. E. Yu, W. Shin, C. Jung, D.-K. Ko, and J. Lee, *Opt. Express* 16, 13699 (2008).

[26] Y. L. Lee, N. E. Yu, C.-S. Kee, D.-K. Ko, J. Lee, B.-A. Yu, W. Shin, T. J. Eom, and Y.-C. Noh, *Opt. Lett.* 32, 2813, (2007).

[27] Y. L. Lee, Y.-C. Noh, C. Jung, T. J. Yu, B.-A. Yu, J. Lee, and D.-K. Ko, *Appl. Phys. Lett.* 86, 011104 (2005).

[28] C.-S. Kee, J. Lee, and Y. L. Lee, *Appl. Phys. Lett.* 91, 251110 (2007).

[29] J. Wang, J. Shi, Z. Zhou, and X. Chen, *Opt. Express* 15, 1561 (2007).

약 력

이영락



2002. 11~현재 광주과학기술원 고등광기술 연구소 (선임연구원)
 2000. 09~2002.10 독일 Paderborn 대학교 (박사후연구원)
 2000. 08 영남대학교 물리학과 (박사)