

Fabrication of optical waveguide on LiNbO₃ substrate by proton exchange

S.C. Jung, K.B. Shim*, Y.S. Jung*, J.H. Shin* and K.H. Auh*

Department of Ceramic Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

*Ceramic Processing Research Center (CPRC), Hanyang University, Seoul 133-791, Korea

(Received June 26, 2000)

Abstract Planar optical waveguides which have a higher refractive index than that of substrate were fabricated by proton exchange between Li⁺ and H⁺. Benzoic acid was used as proton source and process was carried out under the various reaction time and temperature. The depth of waveguide layer and the generated mode number were investigated by standard prism coupler. The cut-off depth for the fabrication of single mode optical waveguides was obtained by the function which was expressed on refractive index profile. Finally, the experimental conditions for cut-off depth of single mode could be confirmed. Channel waveguides were manufactured from these confirmed conditions and the effective confinement of the induced light into waveguides was observed.

LiNbO₃기판 위의 양자교환에 의한 광도파로 제작

정상철, 심광보*, 정용선*, 신재혁*, 오근호*

한양대학교 세라믹공학과, 서울, 133-791

*한양대학교 세라믹공정연구센터, 서울, 133-791

(2000년 6월 26일 접수)

요약 H와 Li의 양자교환법에 의해 평면도파로와 channel도파로를 LiNbO₃ 단결정 기판위에 구현하였다. 양자원으로 피로 인산을 사용하였고 평면도파로의 모드들에 대한 유효굴절률을 측정하였으며 반응시간과 반응온도로부터 광도파로의 깊이와 계단형 형태의 굴절을 변화에 대한 식을 구하였다. 이 식에서 구한 단일모드 도파 조건으로 channel 도파로를 제작하였고 입사광의 제한 효과를 관찰하였다.

1. 서론

LiNbO₃의 전기광학효과를 이용한 집적광학 응용은 많은 발전이 있어 왔다[1-6]. 광변조기, 광도파로, 광증폭기, 홀로그래프사 등 분야들 중에서 광도파로에 대한 연구는 1970년대 초반 Ti를 확산시키는 것으로부터 시작되었다[7]. LiNbO₃은 Curie 온도와 기계적품질계수가 높아서 도파시에 발생하는 손실을 줄일 수 있는 기판재료로 사용된다. 그러나 Ti 이온이 확산될 경우 기판 표면에 발생하는 strain과 확산층의 완전한 굴절을 분포로 인한 높은 도파손실 등은 큰 단점으로 지적되어왔다[8]. 이러한 단점을 보완하기 위하여 보다 이온크기가 작은 Li와 H의 교환에 의해 도파로를 형성하는 양자교환법이 고안되어 보다 손실이 적고 균일한 상태의 도파로를 형성할 수 있었다[9]. 또한 낮은 공정온도와 넓은 온도 범위로 인해 매우 용이하게 교환

이 가능하다. 그러나 약산용액에 LiNbO₃ 기판을 일정시간 담가 일어나는 양자교환은 확산에 의해 진행되는 공정이어서 확산온도, 확산시간, 열처리온도, 열처리시간, 용액의 pH 등 많은 변수로 인한 제어가 매우 어렵다. 본 연구에서는 이를 보완하기 위해 확산온도와 확산시간을 조절하여 확산층의 깊이를 임의로 조절하고자 한다. 이를 통해서 단일모드 평면도파로를 위한 공정조건을 구하고 이를 channel 도파로에 적용시켜 입사광이 실제 도파로내에 제한되는 양상을 관찰하고자 한다.

2. 실험 방법

양자교환을 위한 기판재료로 Z축으로 절단된 후 한 쪽 면이 연마된 LiNbO₃를 사용하였다. 양자원으로는 순도

99.5 %의 피로인산(C_6H_5COOH)을 사용하였다. 피로인산은 양자교환시에 널리 사용되는 물질로서 유독하지 않고 액상에서 안정하며 넓은 공정 온도범위(녹는점 : $120^{\circ}C$, 끓는점 : $250^{\circ}C$)를 가져 매우 경제적이다. 초음파세척된 $LiNbO_3$ 를 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ 로 절단하여 피로인산이 담긴 용기에 넣고 외부를 테프론으로 밀봉하였다. 밀봉된 용기를 oil-bath에서 가열하였다. 교환온도는 $190^{\circ}C$, $210^{\circ}C$, $220^{\circ}C$, $240^{\circ}C$, 교환시간은 75 min, 150 min, 300 min으로 하였다. 교환이 끝난 시편을 예열된 집게를 사용하여 꺼내 냉각하고 아세톤으로 표면에 남아 있는 피로인산을 제거하였다. 평면도 파로에서 구한 단일모드 조건을 적용 channel 도파로를 제작하였다. 기판과 양자원은 동일하며 Cr을 증착시켜 사진식각 공정에 의해 $4\ \mu\text{m}$ 의 Mach-zehnder pattern을 기판위에 형성하였다.

양자교환으로 형성된 박막형 광도파로의 TM 모드 전파에 대한 유효굴절률을 prism coupler(TiO_2 , $n = 2.8648$)를 이용하여 구하였다. 광원은 He-Ne 레이저를 사용하여 632 nm 에서 측정하였다. 또한 확산과정에 유입된 H이 분극에 미치는 영향을 FT-IR을 통해 측정하였다. 형성된 확산층의 단면은 SEM으로 관찰하였고 CCD camera와 증폭기를 이용하여 channel 도파로 내에 빛이 제한되는 효과를 관찰하였다.

3. 결과 및 논의

Fig. 1은 교환층의 깊이에 따른 굴절률분포의 변화를 나타내고 있다. 그림에 나타나 있는 점들은 prism coupler에 의해 측정된 유효굴절률을 나타낸다. 교환시간이 증가함에 따라 그래프는 오른쪽으로 이동하는 양상을 보이는데 이는 교환과정이 확산과정에 의해 지배되는 것을 의미한다.

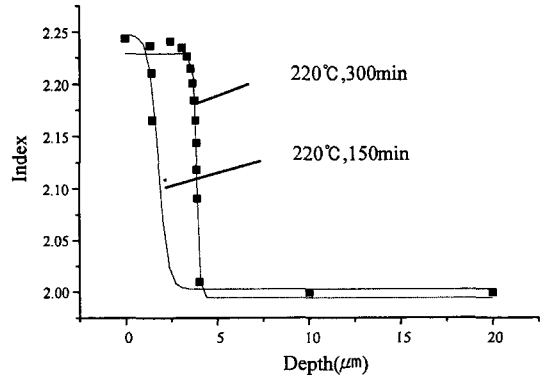


Fig. 1. Plot of the extraordinary refractive index profile of layer exchanged for 150 min, at $220^{\circ}C$ and $240^{\circ}C$.

그림의 실선은 측정된 모드의 유효굴절률로부터 역 WKB 방법으로 굴절률 분포와 표면굴절률을 산출하고 이 산출된 유효굴절률 분포에 근접하도록 이 점들에 근사하여 구한 굴절률 분포곡선이다[10, 11]. Table 1은 이 근사의 정확성을 나타내는데 결정계수가 매우 높아 신뢰할 수 있는 결과임을 말해주고 있다. 그림에서 알 수 있듯이 형성된 분포곡선은 Fermi 함수형의 계단형 분포를 이루고 있는데 이러한 계단형 분포를 통해 확산층의 임계점을 알고 삽입 손실을 줄일 수 있게 된다. 식(1)은 언급된 굴절률분포를 함수형태로 기술한 것이다.

$$n(x) = \Delta n / \{1 + \exp(x/d - a)\} + n_s \tag{1}$$

여기서 n_s 는 기판의 굴절률이고 Δn 은 굴절률변화량으로 $n(0) - n_s$ 이며, x 는 기판표면으로부터의 확산거리이다. 굴절률의 변화에 대한 원인은 다음과 같다고 사료된다. 첫째로 교환되는 Li^+ 과 H^+ 의 분극율의 차이, 둘째로 ionic size의 차이, 셋째로 교환이온의 각기 다른 격자 위치에 대한

Table 1
Determination coefficient for curve-fitted result of specimen exchanged at $220^{\circ}C$ for 300 min

Depth (x)	Index (Yi)	(x - 3.88348)/0.13979	$1 + e^{(x - 3.88348)/0.13979}$ (d)	$4.17841/d - 1.94095$ (Y1)	Average (m)	$(Yi - m)^2$	$(Y1 - m)^2$
0	2.2446	-27.7808	1	2.23746	2.196892	0.002276	0.001646
2.1265	2.2406	-12.5687	1.000003	2.237445	2.196892	0.00191	0.001645
2.7469	2.2326	-8.13062	1.000294	2.23623	2.196892	0.001275	0.001548
3.0147	2.2223	-6.21489	1.001999	2.229122	2.196892	0.000646	0.001039
3.1705	2.2076	-5.10036	1.006095	2.212149	2.196892	0.000115	0.000233
3.2599	2.1901	-4.46083	1.011553	2.189739	2.196892	4.61E-05	5.12E-05
3.3184	2.1689	-4.04235	1.017556	2.165369	2.196892	0.000784	0.000994
3.3602	2.1443	-3.74333	1.023675	2.140823	2.196892	0.002766	0.003144
3.3836	2.115	-3.57594	1.027989	2.123694	2.196892	0.006706	0.005358
						0.016524 (SST)	0.015656 (SSR)
						$r = 0.015656/0.16524 = 0.94747$	

x: 교환된 깊이, Yi: mode의 굴절률, Y1: fitting에 의한 굴절률 값, m: Yi의 평균, r: 결정계수.

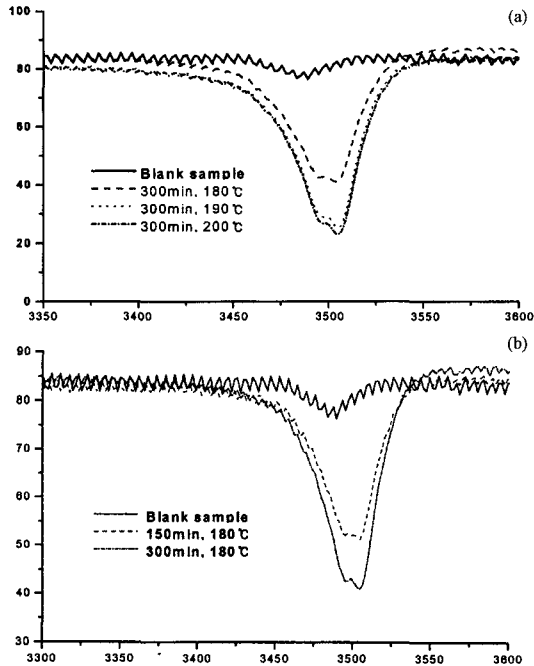


Fig. 2. Variation of FT-IR spectra, (a) with reaction temperature, (b) with reaction time.

선호도와 마지막으로 격자상수의 변화 등을 들 수 있다. 이들 중 분극율의 차이는 Li⁺과 H⁺의 분극율이 매우 작기 때문에 무시할 수 있고 H⁺이 Li⁺ 보다 약간 작기 때문에 이에 의한 strain은 매우 작아 굴절률의 변화에 크게 기여한다고 볼 수 없다. 세 번째로 언급된 격자의 선호도는 이상굴절률의 증가에 크게 기여한다고 할 수 있다. 팔면체의 중심에 위치하는 Li⁺이 H⁺으로 치환될 경우 H⁺의 위치는 Li⁺과는 달리 O²⁻ 층에 위치한다. 따라서 분극방향인 c축 방향으로 분극에 큰 차이가 발생하게 되고 이런 변화는 굴절률의 변화에 크게 기여한다고 할 수 있다. Fig. 2는 이러한 설명을 뒷받침한다. 교환 후 다시 연마된 시편을 적외선 스펙트럼으로 측정하였다. 교환온도와 교환시간이 증가함에 따라 흡수 peak는 커지고 3480 cm⁻¹에서 3500 cm⁻¹쪽으로 이동하였다. 이 결과는 유입되는 H에 의해 생겨나는 OH 결합이 많아지고 이에 따라 높은 에너지 쪽으로 peak가 이동하고 결과적으로 분극에 영향을 주는 것이다. 마지막으로 격자상수의 변화를 들 수 있는데 상평형도에서 볼 때 H⁺의 함량에 따라 α와 β상 간의상변화가 심하게 일어나므로 이 또한 이상굴절률의 변화에 기여한다.

Fig. 3은 교환시간과 교환온도에 따른 표면으로부터의 확산되는 깊이의 변화 양상을 나타내고 있다. 본 논문에서는 위에서 언급된 굴절률분포 함수와 이러한 확산 특성에 대한 고찰을 통해 평면도파로의 확산층의 깊이를 식(2)와 같

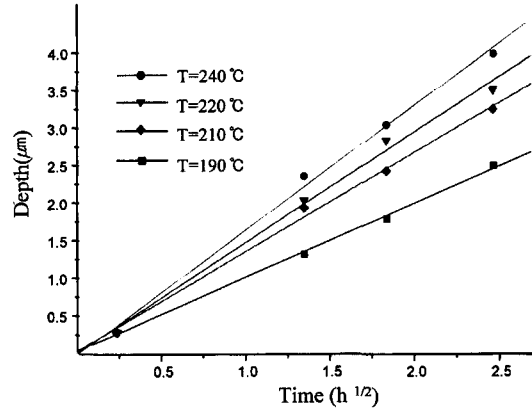


Fig. 3. Plot of depth of the exchanged layer with various temperature.

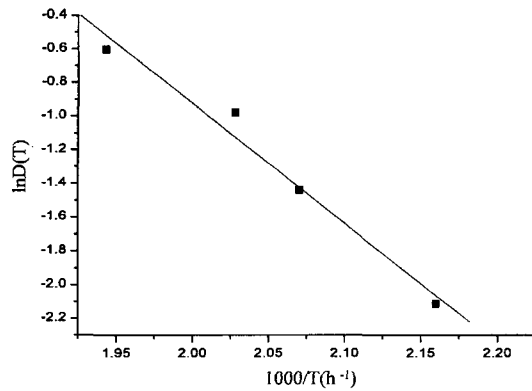


Fig. 4. Plot of diffusion coefficient dependence of reaction time.

은 온도와 시간의 함수로 나타내고자 하였다.

$$d = \{D(T)t\}^{1/2} \tag{2}$$

D(T)는 확산계수이고 t는 시간, d는 확산되는 깊이를 나타낸다. Fig. 2의 기울기와 온도에 대한 관계를 나타내는 Fig. 4로부터 식(3)의 Arrhenius 관계에 의해 확산특성을 알 수 있다.

$$D(T) = D_0 \exp(-Q/RT) \tag{3}$$

이 식에서 Q는 활성화에너지, D₀는 자기확산계수, R는 기체상수를 각각 의미한다. Fig. 4로부터 구한 활성화에너지는 27564.5(J/mol)이었고, 자기확산계수는 1.857×10⁶(μm²/h)이었다. 이 결과를 식(2)에 대입하면 다음과 같은 양자 교환에 의한 확산깊이에 관한 식을 얻게 된다.

$$d = 2.725 \times 10^3 t^{1/2} \exp(-1.658 \times 10^3/T) \tag{4}$$

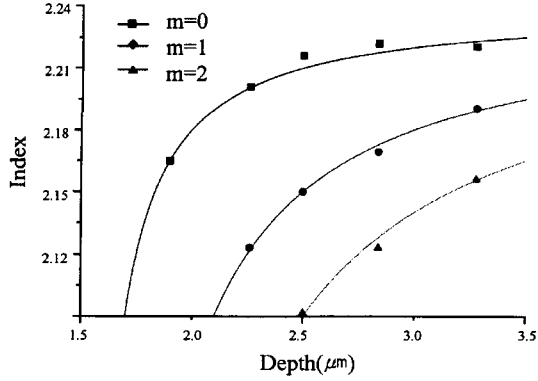


Fig. 5. Plot of matching between the theoretically obtained modal field curve and the experimental result.

이러한 낮은 활성화에너지와 느린 확산속도는 반응속도를 조절하는 것이 쉬워졌음을 의미하며 단일모드 평면도파로를 위한 교환온도와 교환시간의 범위를 폭 넓게 설정할 수 있는 장점을 가진다고 해석된다. Fig. 5는 각각의 모드에 대한 확산깊이와 굴절률 값을 나타내고 있다. 각 점들은 prism coupler에 의해 측정된 결과이고 실선은 식 1의 굴절률분포 함수를 식(5)처럼 정규화하여 구한 이론적인 결과이다.

$$V = k_0 d \sqrt{2n_s \Delta n}$$

$$b = (N^2 - n_s^2) / (2n_s \Delta n) \cong \frac{N - n_s}{\Delta n} \quad (5)$$

여기서 V 는 정규화 주파수, b 는 정규화 전파상수를 말한다. 그림에서 두 결과는 잘 일치함을 알 수 있는데 이를 통해 실험에 의해 구한 확산깊이에 대한 식(4)의 신뢰도를 확인하였고 결과적으로 교환온도와 교환시간만을 조절해서 원하는 단일모드 도파로를 제작할 수 있었다. 그림에서 알 수 있듯이 임계점 아래의 확산깊이에서는 단일모드만이 존재

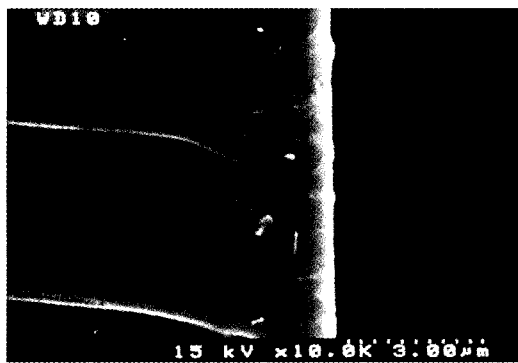


Fig. 6. SEM photograph of layer exchanged for 150 min, at 220°C.

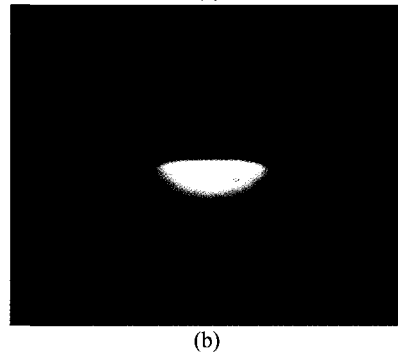
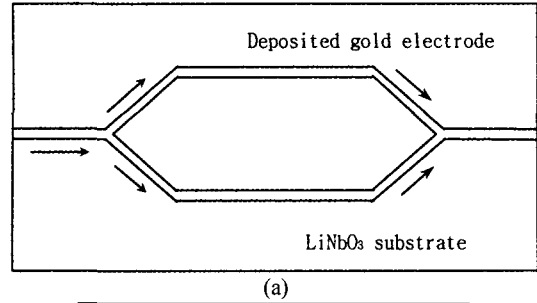


Fig. 7. Light confinement under monochromatic light in Mach Zehnder interferometer.

한다. 본 논문에서는 1.71 μm~2.14 μm의 cut-off 깊이에서 단일모드 광도파로를 위한 조건을 알 수 있었다. Fig. 6은 형성된 확산층의 단면을 보여주는데 중앙부의 약 1 μm의 균일한 층이 형성되었음을 확인되었다.

평면도파로에서 구한 단일모드 조건을 이용하여 Mach-zehnder channel 도파로를 제작하였다. 기판 위에 gold전극을 입히고 약 3 μm의 선폭을 작도록 사진식각 공정에 의해 pattern을 구현하였다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 입사광은 도파로 내에서 잘 제한되었다.

4. 결론

본 연구에서는 LiNbO₃를 기판으로 한 평면광도파로와 channel 광도파로를 제작하였다. 굴절률의 변화요인으로는 Li⁺과 H⁺의 격자선호도의 차이에 의한 분극방향으로의 분극변화, 격자상수의 변화 등으로 사료되며 이를 FT-IR로 확인하였다. 또한 Arrhenius law에 의해 구한 $D_0 = 1.857 \times 10^6 (\mu\text{m}^2/\text{h})$, $Q = 27564.5 (\text{J}/\text{mol})$ 의 느린 반응을 통해 결과적으로 확산온도와 시간을 조절함으로써 단일모드 도파로를 위한 조건을 찾을 수 있었고, 교환 깊이를 임의로 조절하는 것이 가능하였다. 또한 확립된 단일모드 조건의 확산온도와 시간을 바탕으로 단일모드 channel 도파로를 만들 수 있었고 입사광이 도파로 내에 뚜렷하게 제한되

는 모습을 관찰할 수 있었다.

감사의 글

이 논문은 1998년도 한국학술진흥재단의 학술연구 조성비(국제협력공동연구과제)에 의하여 연구되었음.

참 고 문 헌

- [1] E.Y.B. Pun, Y.O. Tse and P.S. Chung, IEEE Photonics Techno. Lett. Vol. 3 (1991) 522.
- [2] E.Y.B. Pun, S.A. Zhao, K.K. Lio and P.S. Chung, IEEE Photonics Techno. Lett. Vol. 3 (1991) 1006.
- [3] G.A. Bogert and D.T. Moser, IEEE Photonics Techno. Lett. Vol. 2 (1990) 632.
- [4] E.Y.B. Pun, K.K. Lio and P.S. Chung, Electron Lett. Vol. 27 (1991) 1282.
- [5] E.M. Biebl and P. Russer, IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics Vol. 39 (1992) 330.
- [6] D.F. Clark, A.C.G. Nutt, K.K. Wang and et. al., J. Appl. Phys. Vol. 54 (1983) 6218.
- [7] R.V. Schmidt and I.P. Kaminow, Applied Physics Letters, Vol. 25 (1974) 458.
- [8] L. McCaughan and K.D. Choquette, Optics Letters, Vol. 12 (1987) 567.
- [9] S.T. Vohra and A.R. Mickelson, J. Appl. Phys. Vol. 66 (1989) 5161.
- [10] P.K. Tien and R. Ulrich, J. Opt. Soc. Am, Vol. 60 (1971) 1325.
- [11] J.M. White and P.F. Heidrich, Appl. Opt. Vol. 15 (1976) 151.