

# 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 현상에 대한 연구

## Study for the Bragg Detuning Effects on the Transmission Holograms and the Reflection Holograms

권윤영<sup>†</sup>, 김근율<sup>\*</sup>, 박주연<sup>\*</sup>

Yun-Young Kwon<sup>†</sup>, Kun-Yul Kim<sup>\*</sup> and Joo-Youn Park<sup>\*</sup>

### Abstract

Bragg detuning effect is one of the serious problems if the photopolymer is used for the recording material of holography memories. And the critical reasons of that are known as the bulk refractive index change and shrinkage of recording material. However, the trials for analyzing the effect are mainly on the K-sphere and biased on the transmission hologram. So, we approached Bragg detuning effect numerically and applied the method to the transmission holograms and the reflection holograms all together. We simulated it with MATLAB. As a result, the bulk refractive index change causes + Bragg detuning effect on the transmission holograms and the reflection holograms. But the shrinkage leads to + Bragg detuning effect on the transmission hologram and - Bragg detuning effect on the reflective hologram. Compared to experimental result, the bulk refractive index change( $\approx 4 \times 10^{-4}$ ) and the ratio of shrinkage to the thickness of the material( $\approx 1.67 \times 10^{-3}$ ) could be matched with Bragg detuning effect on the transmission hologram and the reflection hologram.

**Key Words :** Holographic data storage, transmission hologram, reflection hologram, Bragg detuning effect, bulk refractive index change, shrinkage

### 1. 서 론

홀로그램 저장 장치는 높은 저장 밀도와 빠른 재생 속도 때문에 차세대 정보 저장 기술로 부각되고 있다.[1,2] 특히, 홀로그램 기록 매질 가운데 광폴리머(photopolymer)는 광민감도와 에돌이발(grating)의 굴절률 대조도가 상대적으로 높기 때문에 write-once-read-many(WORM) 시스템을 위한 물질로서 각광 받고 있다.[3-5] 그러나, 기록 매질로서 광폴리머 사용에는 에돌이발의 detuning 현상이라는 주요한 문제점이 남아있다. 이것은 홀로그램

기록 중에 생기는 광폴리머의 물리적인 변화나 화학적 변화 때문에 발생하는 것으로 알려져 있다. 이는 홀로그램 재생 시 Bragg 조건을 만족하는 재생각이 틀어지는 원인이 되기 때문에 기록된 정보가 완벽하게 재생되지 못하게 하는 결과를 가져온다.[6,7]

또한, 기록 및 재생계의 기하학적인 구조에 따라 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램으로 그 종류를 나뉘었을 때, 반사형 홀로그램에서 Bragg detuning 현상이 상대적으로 더 크게 나타난다.[8, 9]

최근 이 Bragg detuning 현상을 기록 매질의 홀로그램 기록 후 평균 굴절률 변화(bulk refractive index change)와 수축(shrinkage) 현상을 반영해 이론적으로 설명하려는 연구가 수행되고 있다. [6-9] 그러나, 이 연구들은 주로 K-sphere 를 이용하여 투과형 홀로그램이나 반사형 홀로그램에서 단독적으로 설명하려는 시도가 대부분이다. 또, 이 두 유형의 홀로그램을 동일한 조건에서 기록 재생하여

<sup>†</sup> 대우 일렉트로닉스  
선행 기술 연구소 DM 연구 2 팀  
E-mail : yykwon@dwe.co.kr  
TEL : (031)428-5318

<sup>\*</sup> 대우 일렉트로닉스  
선행 기술 연구소 DM 연구 2 팀  
논문접수일 (2006년 6월 10일)

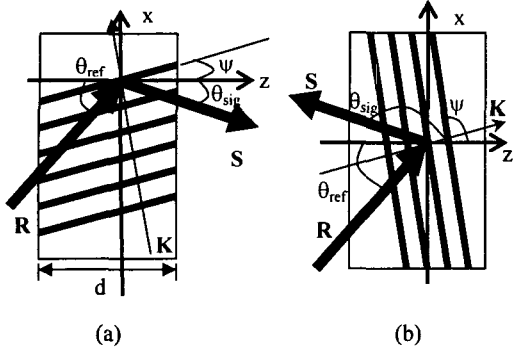


Fig. 1 Schematics of transmission hologram(a) and reflection hologram(b)

비교하고 분석한 실험의 사례는 아직 없다. 따라서, 본 연구에서는 투과형 홀로그래프와 반사형 홀로그래프의 Bragg detuning 효과를 모두 설명할 수 있는 수학적 모형을 K-sphere 를 통한 접근이 아닌 결합파 이론(Coupled wave theory)을 수정하는 방법으로 제안하고 이를 검증하고자 한다.

## 2. 해석 모형

### 2.1 기초 이론

신호광과 기준광의 중첩에 의해 기록된 에돌이발이 \$x, z\$ 평면에 놓여 있고 전기장 \$E\$가 \$x, z\$ 평면에 수직인 방향을 가리키는 것을 가정하면, 그림 1과 같이 투과형 홀로그래프(그림 1의 (a))과 반사형 홀로그래프(그림 1의 (b))를 도식화 할 수 있다. 그림 1에서 \$\mathbf{R}\$ 와 \$\mathbf{S}\$ 는 각각 기준광과 신호광에 해당하며, 외부 입사각은 각각 \$\theta\_{ref}\$ 와 \$\theta\_{sig}\$ 로 표현했다. 에돌이발이 \$\psi\$ 의 기울어진 각을 가지고 기록되었을 때, 에돌이발 벡터(grating vector)는 \$\mathbf{K}\$ 로 나타났다.

기본적으로 1 차원 에돌이발을 가정했을 때, 기록 매질 내 유전상수는 (1)과 같이 쓸 수 있다. \$\epsilon\_0\$ 은 매질 고유의 유전 상수이고, \$\epsilon\_1\$ 는 위상을 변조시키는 항에 해당된다. 그리고, 이를 이용해 파동 방정식을 풀면 홀로그래프 기록 후 재생광과 신호광의 파동 방정식을 식 (2)와 같이 재생광과 신호광의 파동이 서로 결합된 일차 미분 방정식으로 유도 할 수 있다. 식 (2)에서 \$\mathbf{R}\$ 과 \$\mathbf{S}\$ 는 재생광과 신호광의 위상 크기이다. [10] 여기서, \$c\_R\$ 과 \$c\_S\$ 는 기준광과 신호광의 입사각에 대한 코사인 값에 해당하는 상수이다. 그리고, \$\alpha\$ 와 \$\kappa\$ 는 (2)의 식의 유도과정에서 치환된 유전상수와 관련된 상수로서 각각 평균 흡수율과 결합 계수를 의미한다. 또한, \$\theta\$ 는 Bragg 조건을 만족하지 않는 각에 대한 변수

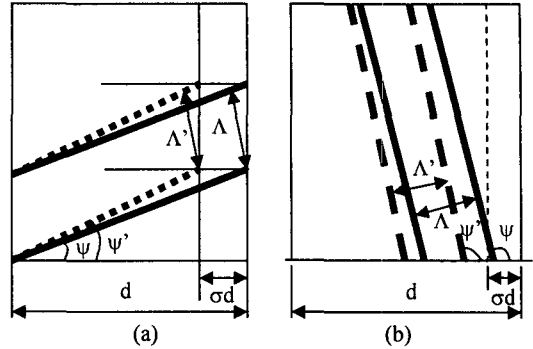


Fig. 2 Schematics of transmission hologram(a) and reflection hologram(b) after shrinkage occurred.

에 해당하며  $\theta = K\Delta\theta \cos(\theta_{ref} - \theta_{\psi})$  가 된다. 이와 같은 변수들과 (2)의 미분 방정식을 풀고 각 기록 유형의 경계 조건을 적용하면, 재생광과 신호광에 대한 파동 방정식을 얻을 수 있다. 그리고 이를 이용해 각 홀로그래프 유형별로 회절 효율 스펙트럼을 구할 수 있다.

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos \bar{K} \cdot \bar{r}, \quad \epsilon_1 \ll \epsilon_0 \quad (1)$$

$$c_R \frac{dR}{dz} + \alpha R = -j\kappa S \quad (2)$$

$$c_S \frac{dS}{dz} + (\alpha + j\theta)S = -j\kappa R$$

### 2.2 수정 이론

평균 굴절률의 변화나 수축에 의해 광폴리머에 기록된 에돌이발의 특성이 달라진다면, 투과형 홀로그래프와 반사형 홀로그래프에서의 그 물리적 변화는 그림 2와 같이 될 것이다. 그리고, (1)의 식은 (3)과 같이 수정될 수 있다.

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_b + \epsilon_1 \cos(\bar{K} + \Delta\bar{K}) \cdot \bar{r} \quad (3)$$

홀로그래프 기록 후 매질 내 홀몸체(monomer)의 배치로 평균 굴절률이 변화된다면 변화된 굴절률 값이 표현되어야 한다. 기록 매질의 유전상수의 변화가 곧 굴절률의 변화를 의미하므로 이를 해석 모형에 반영하면 식 (3)과 같이 되는 것이다. 즉, 변화된 굴절률을 반영하는 \$\epsilon\_b\$ 를 식 (1)에 대입한 것이다. 또한, 기록 매질 두께 \$d\$ 에 대해 \$\sigma\$ 의 비율로 기록 매질의 수축이 일어난다면, 기록된 에돌이발의 기울어진 각이 \$\psi\$ 에서 \$\psi'\$로 달라지게 될 것이다. 이것은, 에돌이발 벡터의 방향과 크기가

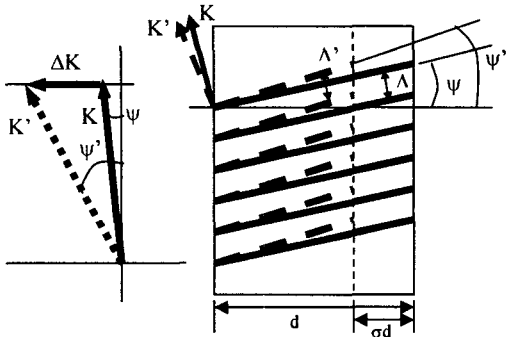


Fig. 3 Schematics of change of grating vector after shrinkage

그림 3 과 같이  $K$  에서  $K'$  로  $\Delta K$  만큼 바뀌는 것을 의미한다. 이에 따라, 에돌이발의 간격도  $\Lambda$  에서  $\Lambda'$  로 바뀌게 된다. 그리고, 식에서는 에돌이발의 변조를 결정하는 항에 수축으로 인해 변화된  $\Delta K$  를 더해주는 수정을 가해줘야 한다. 식 (3)을 적용하여 파동 방정식을 풀면 (2)의 식은 (4)와 같이 수정하여 정리할 수 있다. 여기서  $\vartheta_1$  과  $\vartheta_2$  는 기록 매질의 평균 굴절률 변화에 따라 바뀌게 되는 항으로 (5)와 같은 식으로 쓸 수 있다.

$$c_R \frac{dR(z)}{dz} + (\alpha + j\vartheta_1)R(z) = -j\kappa S(z) \exp[-j\Delta Kz] \quad (4)$$

$$c_S \frac{dS(z)}{dz} + (\alpha + j\vartheta_2)S(z) = -j\kappa R(z) \exp[j\Delta Kz]$$

$$\vartheta_1 = \frac{\beta}{2} \left( \frac{\epsilon_h}{\epsilon_0} \right) = \frac{2\pi m_h}{\lambda}, \vartheta_2 = \vartheta + \frac{\beta}{2} \left( \frac{\epsilon_h}{\epsilon_0} \right) \quad (5)$$

그리고, 기록 매질의 평균 굴절률 변화와 수축 현상을 반영하면, 투과형 홀로그래프와 반사형 홀로그래프에 대한 각 변수들을 표 1 과 같이 정리할 수 있다. 여기서,  $\psi'$ ,  $K'$ ,  $\Lambda'$ 는 모두 수축이 일어난 후의 변수에 해당한다.

### 2.3 수치 해석적 접근

홀로그래프 기록 후 발생한 평균 굴절률 변화와 수축을 반영하여 수정한 (4)의 파동 방정식은 기록 매질에서의 상기 정리한 변수와 경계 조건 (boundary condition)을 이용하여 분석적인 해 (analytic solution)를 구해야 한다. 그러나 이는 실제 복잡하고 쉽게 풀리지 않는다. 또한, 수학적 프로그래밍 도구를 이용하여 수치 해석적인 방법으로 해 (numerical solution)를 구할 경우는 풀이에 필요한 기록 매질의 경계에서의 초기 값이 불충분하다. 투과형 홀로그래프의 경우는  $z=0$  인 동일한

Table 1 experimental condition

투과형 홀로그래프	반사형 홀로그래프
$\psi = \frac{\theta_{ref} + \theta_{sig}}{2} - \pi$	$\psi = \frac{\theta_{sig} + \theta_{ref}}{2}$
$\psi' = \tan^{-1} \left( \frac{\tan \psi}{1 - \sigma} \right)$	$\psi' = \tan^{-1} \left( \frac{\tan \psi}{1 - \sigma} \right)$
$ K  = \frac{2\pi}{\Lambda}$	$ K  = \frac{2\pi}{\Lambda}$
$ K'  =  K  \frac{\cos \psi}{\cos \psi'}$	$ K'  = \frac{ K  \sin \psi}{(1 - \sigma) \sin \psi'}$
$\Lambda = \frac{\lambda_{mi}}{2 \sin(\theta_{ref} - \psi)}$	$\Lambda = \frac{\lambda_{mi}}{2 \sin(\psi - \theta_{ref})}$
$\Lambda' = \Lambda \frac{\cos \psi'}{\cos \psi} < \Lambda$	$\Lambda' = \Lambda(1 - \sigma) \frac{\sin \psi'}{\sin \psi} < \Lambda$
$\vartheta =  \vec{K}  \Delta \theta \cos(\theta_{ref} - \psi)$	$\vartheta = - \vec{K}  \Delta \theta \cos(\theta_{ref} - \psi)$
$\Delta Kz = - K'  \sin \psi' - (- K  \sin \psi)$ $= - K  \left( \frac{\tan \psi}{1 - \sigma} \cos \psi' - \sin \psi \right)$	$\Delta Kz =  K'  \sin \psi' -  K  \sin \psi$ $=  K  \left( \frac{\sin \psi}{1 - \sigma} - \sin \psi \right)$

위치에서 초기 값을 얻을 수 있지만, 반사형 홀로그래프의 경우는 동일한 위치에서 초기 값을 제시할 수 없기 때문이다. 그런데, 우리가 얻고자 하는 회절효율의 정의를 이용하면 각 홀로그래프 별로 동일한 위치에서 기록 매질의 경계 조건에 해당하는 초기 값을 얻을 수 있고 수치 해석적으로 (4)와 같은 파동 방정식의 해를 구할 수 있게 된다.

$$\frac{dD_1}{dz} = \alpha \left( \frac{1}{c_R} - \frac{1}{c_S} \right) D_1 + \left( \frac{\vartheta_2}{c_S} - \frac{\vartheta_1}{c_R} \right) D_2 - \frac{2\kappa}{c_R} \cos(\Delta Kz) D_1 D_2 + \frac{\kappa}{c_R} \sin(\Delta Kz) (D_1^2 - D_2^2) + \frac{\kappa}{c_S} \sin(\Delta Kz) D_1 D_2$$

$$\frac{dD_2}{dz} = \alpha \left( \frac{1}{c_R} - \frac{1}{c_S} \right) D_2 + \left( \frac{\vartheta_1}{c_R} - \frac{\vartheta_2}{c_S} \right) D_1 + \frac{\kappa}{c_R} [D_1^2 - D_2^2] \cos(\Delta Kz) + \frac{2\kappa}{c_R} D_1 D_2 \sin(\Delta Kz) - \frac{\kappa}{c_S} \cos(\Delta Kz) D_1 D_2 \quad (6)$$

회절 효율을  $D$  라고 했을 때,  $D$  는  $S/R$  가 되고  $D(z) = D_1(z) + jD_2(z)$ 로 나타낼 수 있다. 더불어, 회절 효율  $D$  의 정의를 이용해  $dD/dz$  를 계산하면 (4)의 식은 (6)과 같은  $D_1$  과  $D_2$  가 결합된 파동

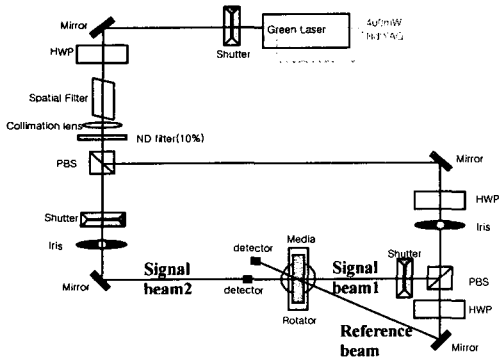


Fig. 4 Optical Experiment Setup

방정식으로 새롭게 쓸 수 있다. 여기서, 투과형 홀로그램의 경우  $D$ 의 정의와 경계 조건에 따라  $z=0$ 에서  $D_1(0)=0, D_2(0)=0$ 이 되고, 반사형 홀로그램일 경우는  $z=d$ 에서  $D_1(d)=0, D_2(d)=0$ 이 된다. 그러므로, 이 초기 값을 이용해 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 (6)과 같은 파동 방정식을 MATLAB을 통해 수치 해석적으로 풀면 그 해를 용이하게 구할 수 있게 된다.

### 3. 기록 및 재생 실험

#### 3.1 홀로그램 기록 및 재생

위에서 제안한 수정된 해석 모형이 실제 실험 결과에서 Bragg detuning effect를 설명하는 데 타당한가를 검증하기 위해 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램의 기록 재생 실험을 수행하였다. 실험의 전체 구성도는 그림 4에 나타내었으며, 표 2에 실험 조건을 정리하였다. 사용된 홀로그램 기록 매질은 두께  $1000\mu\text{m}$  광폴리머 쿠폰 타입을 사용하여 기록하였다. 기록에 사용한 기준광과 신호광은  $532\text{nm}$  파장의 레이저를 광원으로 하였으며, 모두 지름이  $3.9\text{mm}$ 인 평면파였다. 회절효율 곡선의 선형 영역을 사용하기 위해 홀로그램 기록 전  $20\text{mJ}/\text{cm}^2$ 의 전노광 조사(pre-exposure)를 실시하였다. 기준광을 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램 기록에 동일하게 사용할 수 있도록 기록 및 재생계를 구성하였다. 이 때, 기준광의 입사각은 외부각으로  $24.8^\circ$ 였고, 그림 5의 기록 재생계를 간단히 모식화 한 그림 5에서와 같다. 신호광은 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에 따라 외부 입사각이 달라지는 데 투과형 기록 조건을 기준으로 각각  $0^\circ$ 와  $180^\circ$ 가 되게 하였다. 그리고, 재생 시 발생할 수 있는 에돌이발의 잡음을 방지하기 위해 기록영역에 남아 있는 홀몸체를 소진시키는 후노

Table 2 experimental condition

Thickness of media (mm)	1	
Wavelength of recording (nm)	532	
Wavelength of reading (nm)	532	
Diameter of beam (mm)	3.9	
Incident angle of reference beam ( $^\circ$ )	24.8	
Incident angle of signal beam ( $^\circ$ )	Transmission hologram	0
	Reflection hologram	180
Pre exposure beam ( $\text{mJ}/\text{cm}^2$ )	20	
Post exposure beam ( $\text{mJ}/\text{cm}^2$ )	9000	

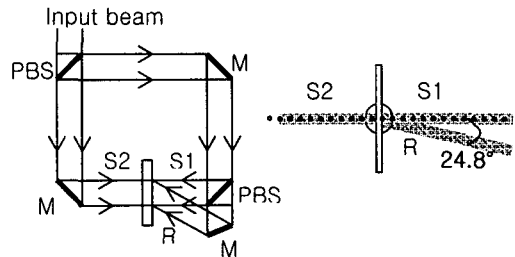


Fig. 5 The beam path of each hologram: R(reference beam), S1(signal beam of transmission), S2(signal beam of reflection)

광조사(post-exposure)를 홀로그램 기록 후 실시하였다. 이 때, 조사된 후노광은 약  $9000\text{mJ}/\text{cm}^2$ 으로 하였다. 홀로그램은 중첩 기록 없이 한 장 기록하였다. 재생광으로는 기록 시 사용하였던 기준광을 이용하였다. 홀로그램 재생은 기록시 입사된 기준광의 입사각을 기준으로  $+2^\circ$ 에서  $-2^\circ$ 사이에서  $0.01^\circ$  간격으로 광폴리머를 회전시키며 읽었다.

#### 3.2 각 홀로그램 별 실험 결과

그림 6은 투과형 홀로그램(그림 6의 (a))과 반사형 홀로그램(그림 6의 (b))의 재생 데이터를 나타낸 것이다. 그래프는 회절효율 스펙트럼으로서 가로축은 Bragg 조건을 만족하는 각을 기준으로 재생 시 입사된 각이며, 그에 따른 회절 효율을 세로축에 표시한 것이다. 그 결과, 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램 모두 Bragg 조건을 만족하는 각이 이동하는 Bragg detuning 현상이 발생한 것을 볼 수 있었다. 두 홀로그램 유형에서 주목할 만한 점은 투과형 홀로그램에서는 Bragg 조건을 만족하는 각이 + 각 방향으로 이동했으나, 반사형 홀로그램에서는 - 방향으로 이동해 서로 다른 양상을 나타냈다는 점이다. 또한, 그 이동각이 투과형 홀로그램에서는 + 방향으로 약  $0.02^\circ$  이동하

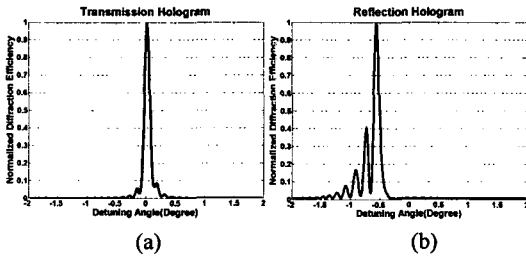


Fig. 6 Diffraction efficiency spectrum of experimental result on the transmission hologram(a) and the reflection hologram(b)

였으나, 반사형 홀로그램에서는 - 방향으로 약 0.56° 이동하여 투과형 홀로그램에 비해 반사형 홀로그램에서 큰 각으로 Bragg detuning 현상이 나타난 것을 볼 수 있다.

#### 4. 시뮬레이션 결과 및 분석

##### 4.1 MATLAB 을 이용한 시뮬레이션

###### 4.1.1 평균 굴절률 변화

먼저, 홀로그램 기록 후 매질 내에서 평균 굴절을 변화만 발생했다고 가정하고 시뮬레이션 하에 그 영향력을 살펴 보았다. 투과형 홀로그램의 경우 기록 조건은  $\lambda=532\text{nm}$ , 외부 입사각은  $\theta_{\text{ref}}=24.8^\circ$ ,  $\theta_{\text{sig}}=0^\circ$ , 두께  $d=1\text{mm}$  로 가정하였으며, 반사형 홀로그램의 경우는 신호광의 외부 입사각을  $\theta_{\text{sig}}=180^\circ$ 로 하여 시뮬레이션 하였다 평균 굴절률의 변화가 없을 때 ( $n_b=0$ )부터 평균 굴절률을 변화시키면서 ( $n_b \neq 0$ ) 시뮬레이션 한 결과를 각 홀로그램 유형별로 그림 7에 나타냈다. 시뮬레이션 결과에서 보여지듯이 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서 Bragg detuning 현상이 나타났다. 그리고, Bragg detuning 각은 동일한 조건에서 반사형 홀로그램이 더 크게 나타났다. 또, 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에 대해 동일한 조건에 대해 평균 굴절률을 변화시키면서 Bragg detuning 되는 정도를 살펴 보았다. 그 결과, 그림 7과 같이 투과형 홀로그램보다 반사형 홀로그램에서 평균 굴절률 변화에 Bragg detuning 되는 각이 더 민감하게 반응하는 것을 확인 할 수 있었다. 실험 데이터와 비교하기 위해, 투과형 홀로그램에서 실험 결과와 동일한 각으로 detuning 되는 평균 굴절률 변화를 역으로 추정하여 보았다. 그러자, 그 결과  $n_b$ 가 약  $1.138 \times 10^{-3}$  일 때, 실험에서와 동일한 약 0.02°의 + 각 방향으로의 Bragg detuning 현상이 일어났다. 동일한 기록 조건과 평균 굴절을 변화시키고 반사형 홀로그램에 대해 위에서 얻은  $n_b$ 를 대입하여 보았다. 그러자, + 각 방향으로 약 0.51°의 Bragg detuning 현상을 나타내어 실제 실험

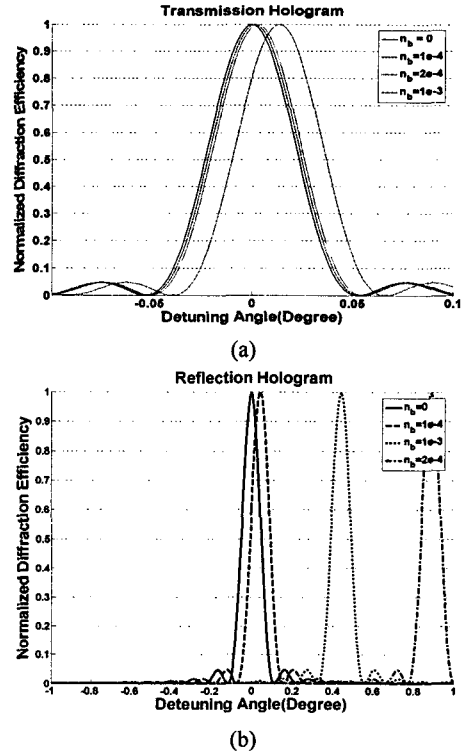


Fig. 7 Bulk refractive index change on the transmission hologram(a) and reflection hologram(b)

결과를 설명하는 데 한계가 있었다.

###### 4.1.2 수축

다음으로 기록 매질의 홀로그램 기록 후 수축 현상이 Bragg detuning과 어떤 관련이 있는지 알아보기 위하여 기록 매질에서 평균 굴절률 변화 없이 수축 현상만 일어났다고 가정하고 시뮬레이션 하였다. 투과형 홀로그램의 경우 기록 조건은  $\lambda=532\text{nm}$ , 외부 입사각은  $\theta_{\text{ref}}=24.8^\circ$ ,  $\theta_{\text{sig}}=0^\circ$ , 두께  $d=1\text{mm}$  로 가정하였으며, 반사형 홀로그램의 경우는 신호광의 입사각만  $\theta_{\text{sig}}=180^\circ$ 로 하여 시뮬레이션 하였다. 먼저, 기록 매질에 홀로그램 기록 후 수축이 있을 때와 수축이 없을 때를 비교하였고, 수축의 정도를 달리하며 그 결과를 비교하는 시뮬레이션을 하였다. 수축된 정도는 기록 매질의 두께의  $0.5 \times 10^{-3}$ ,  $1 \times 10^{-3}$ ,  $2 \times 10^{-3}$  배 수축이 일어났을 때를 비교하였다. 그 결과, 그림 8에서와 같이 기록 매질에서 수축이 일어났을 때, 투과형 홀로그램에서는 + 방향으로의 Bragg detuning이 반사형 홀로그램에서는 - 방향으로의 Bragg detuning 현상이 나타났다. 그리고, 반사형 홀로그램에서 Bragg detuning 이동된 각이 훨씬 크게 나타났다. 수축 현상 역시 반사형 홀로그램이 Bragg detuning

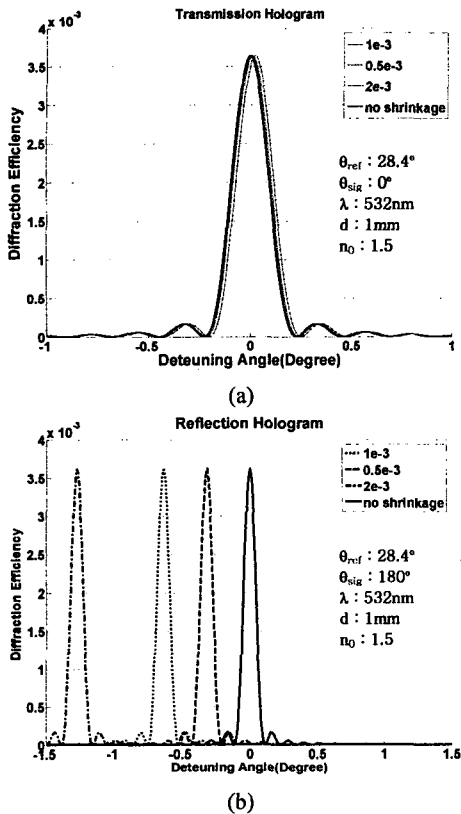


Fig. 8 Shrinkage on the transmission hologram(a) and the reflection hologram(b)

현상에 더 민감하게 반응한 것을 알 수 있었다. 다음으로, 실제 실험에서 발생한 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 현상을 일으키는 수축 비율을 역으로 추정했다. 그러자, 표 3 에서와 같이 투과형 홀로그램에서는 약  $1.57 \times 10^{-3}$ , 반사형 홀로그램에서는 약  $8.77 \times 10^{-4}$  으로 나타나 동일한 기록 매질과 기록 조건에서 수축 비율이 다르게 나타나는 모순된 결과를 가져왔다. 따라서, 본 실험 조건에서는 수축 현상만으로는 Bragg detuning 현상을 설명할 수는 없다.

4.2 실제 실험 결과에의 적용과 분석

홀로그램 기록 후 발생할 수 있는 평균 굴절률 변화 및 수축 현상을 반영한 기록 재생에 관한 시뮬레이션 결과, 평균 굴절률은 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서 + 각 방향으로의 Bragg detuning 현상을 일으키는 요인이 되었으며, 기록 매질의 수축은 투과형 홀로그램에서는 각 방향으로, 반사형 홀로그램에서는 + 각 방향으로의 Bragg detuning 현상을 일으키는 요인이 되었다.

Table 3 Estimation of ratio of shrinkage on the transmission hologram and reflection hologram

Transmission hologram			Reflection hologram		
<by coupled wave theory>			<by coupled wave theory>		
$n_b$	$\sigma$	peak_position_x (degree)	$n_b$	$\sigma$	peak_position_x (degree)
0	1.00E-03	0.0158	0	8.00E-04	-0.507
	1.50E-03	0.0190		8.50E-04	-0.5387
	1.52E-03	0.0195		8.70E-04	-0.5545
	1.54E-03	0.0198		8.75E-04	-0.5577
	1.55E-03	0.0199		8.77E-04	-0.5585
	1.56E-03	0.0201		8.79E-04	-0.5593
	1.57E-03	0.2031		8.80E-04	-0.5695
	1.60E-03	0.0206		9.00E-04	-0.5703
	2.00E-03	0.0238		1.00E-03	-0.6336
<in the experiment>			<in the experiment>		
0.02028			-0.5584		

그리고, 기록 매질에서 평균 굴절률을 변화나 수축에 의한 변화가 발생할 경우 공통적으로 Bragg detuning 되는 정도는 반사형 홀로그램에서 확인이 더 크게 나타났다. 그러나, 각 요인이 독립적으로 발생했다고 가정할 경우 실제 실험 결과를 모두 설명할 수는 없었다. 따라서, 평균 굴절률 변화와 수축 현상이 함께 발생했을 경우에 대해 살펴 볼 필요가 있었다. 투과형 홀로그램에 비해 반사형 홀로그램에서 평균 굴절률 변화와 수축에 의해 Bragg detuning 되는 정도가 크기 때문에 먼저 반사형 홀로그램에서  $n_b$  와 수축 비율  $\sigma$  를 찾고 투과형 홀로그램에도 적용 되는지를 살펴 보았다. 그러자,  $n_b=4 \times 10^{-4}$ ,  $\sigma=1.67 \times 10^{-3}$  일 때 그림 9 와 같이 투과형 홀로그램(그림 9 의 (a))과 반사형 홀로그램(그림 9 의 (b))에서의 Bragg detuning 정도와 일치하는 결과를 보였다.

5. 결론

광폴리머 기록 매질에 홀로그램을 기록 및 재생할 경우 발생하는 Bragg detuning 현상을 설명하기 위해 수정된 해석 모형을 세웠다. 그리고, 이 모형이 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 현상을 모두 설명 할 수 있는지를 실험을 통해 검증하였다. 해석 모형에는 기록 매질의 기록 후 발생할 수 있는 평균 굴절률 변화와 수축 현상을 고려하였다. MATLAB 을 이용해 수치 해석적으로 접근한 결과, 평균 굴절률 변화와 수축이 각각 단독적으로 발생하는 경우에는 Bragg detuning 현상의 일부만이 투과형 홀로그램이나 반

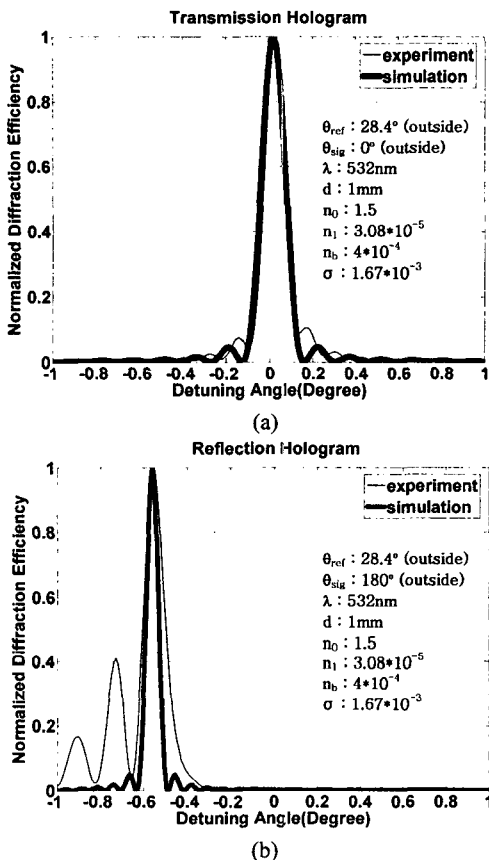


Fig. 9 Comparison of simulation data (thick solid) with experimental data (thin solid) on the transmission hologram(a) and reflection hologram(b)

사형 홀로그램에서 설명되었다. 그러나 두 요인을 동시에 적용할 경우, 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 현상을 모두 설명할 수 있었고 평균 굴절률 변화와 수축의 정도를 역으로 추정할 수 있었다. 따라서, 평균 굴절률 변화와 수축을 반영하여 수정한 상기 제시된 모형은 투과형 홀로그램과 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 현상을 일반적으로 설명할 수 있고, 이러한 분석으로부터 투과형 홀로그램에 비해 더 크게 나타나는 반사형 홀로그램에서의 Bragg detuning 을 설명할 수 있었다.

### 후 기

본 연구는 산업자원부가 주관하는 차세대 신기술 개발사업 중 전자부품 연구원이 총괄 관리하는 “차세대 대용량 정보저장장치의 개발” 사업의

지원으로 대우 일렉트로닉스에서 수행되었다. (00008145)

### 참고문헌

- [1] J. H. Hong, I. McMichael, T. Y. Chang, W. Christian, and E. G. Paek, 1995, “Volume holographic memory system: techniques and architectures,” *Opt. Eng.*, Vol.34, No.8, pp.2193-2203.
- [2] D. Psaltis and F. Mok., “Holographic memories”, *Sci. Am.*, 1995, Vol.273, No.5, pp.70-76
- [3] A. Pu and D. Psaltis, “High-Density Recording in Photopolymer-Based Holographic Three-Dimensional Disks,” *Applied Optics*, Vol.35, No.14, 1996, pp. 2,389-2,398.
- [4] A. Tork, P.Pilot, and T.V. Galstian, “New photopolymer materials for holographic data storage”, 2000, *Optical Data Storage Conference*, IEEE Press, pp.138-140.
- [5] W. J. Tomlinson and E. A. Chandross, 1980, “Refractive-Index Image Recording Systems”, *Organic Photochemical*, Adv. Photochem, Vol.12, No.201, pp.201-281.
- [6] D. A. Waldman, H.Y.S. Li and M.G. Horner, 1997, “Volume Shrinkage in Slant Fringe Grating of a Cationic Ring-Opening Holographic Recording Material”, *Journal of imaging and technology*, Vol.41, No.5, pp.497-514.
- [7] L. Dhar, M. G. Sconoes, T. L. Wysocki, H. Bair and C. Boyd, “Temperature-induced changes in photopolymer volume holograms, 1998, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 73, No.10, pp.1337-1339.
- [8] H. Kogelnik, “Coupled wave theory for thick hologram gratings”, 1969, *Bell Syst. Tech. J.* 48(9), 2909-2947.
- [9] R. M. Shelby, D.A. Waldman and R. T. Ingwall, “Distortions in pecel-matched holographic data storage due to lateral dimensional change of photopolymer storage media”, 2000, *Optics Letters*, Vol.25, No.10, pp.713-715.
- [10] L. Solymar, D. J. Cooke, “Volume Holography and Volume Gratings”, 1981, Academic press.