

Z-scan 방법에 의한 비정질 As_2S_3 박막의 비선형 굴절률 측정

김성규 · 이영락 · 곽종훈 · 최옥식

영남대학교 이과대학 물리학과, 경산 712-749

이윤우 · 송재봉

한국표준과학연구원 양자연구부, 대전 305-600

서호형 · 이일환

전자통신연구원 기초기술연구부, 대전 305-350

(1998년 5월 21일 받음, 1998년 9월 14일 수정본 받음)

비선형 Kerr 매질을 통과하는 Gaussian 빔에 대해 aberration-free approximation과 Huygens-Fresnel 회절 이론을 적용하여 Z-scan 투과율에 대한 해석해를 유도하였다. 비정질 As_2S_3 박막에 대해 Z-scan 실험을 수행하였으며 이론과 비교하여 잘 일치함을 알았다. 633nm 파장에서 측정된 비선형 굴절률 γ 의 크기와 기호는 $+8.65 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ 이며, 또한 먼 영역(far-field)에서 빔 세기분포를 측정하여 자기 집광(self-focusing) 효과를 가시적으로 확인하였다.

I. 서 론

최근 광 메모리, 광 홀로그램, 광 논리소자 등의 광 정보 처리를 위한 많은 연구가 국내외에서 다양하게 진행되고 있다. 아울러 광 정보처리 구현을 위해 비선형 광학 매질의 연구도 활발하다. 특히 비선형 굴절률 (nonlinear refractive index)이나 비선형 흡수계수 (nonlinear absorption coefficient)등과 같은 비선형 광학 상수는 빛에 반응하는 물질의 여러 비선형 광학 현상(광학적 쌍안정성, 솔리톤, 광 스위칭, 자기 집광/퍼짐 등)을 설명하는 중요한 요소이다. 비선형 굴절률을 측정하는 방법으로 비선형 간섭계 (nonlinear interferometry),^[1,2] 축퇴 4광파 혼합 (degenerate four-wave mixing),^[3] 빔 왜곡 측정법 (beam distortion measurement),^[4] Z-scan^[5,6] 등과 같은 다양한 방법들이 제안되었다. 비선형 간섭계, 축퇴 4광파 혼합법은 높은 정밀도를 가질 수 있으나 실험 장치가 복잡하다는 단점이 있다. 반면에 빔 왜곡 측정법은 실험 장치는 간단하나 상대적으로 정밀도가 낮고 진행하는 빔의 정밀한 분석이 요구된다. 이에 의해 Z-scan 방법은 단일 빔을 사용하므로 실험 장치가 간단함에도 불구하고 높은 정밀도를 얻을 수 있어, 비선형 굴절률 측정에 많이 이용되고 있다. Z-scan은 비선형 매질을 집광 렌즈로 집광시킨 빔의 초점 앞뒤로 이동시키면서 측정한 투과도를 매질이 없이 측정한 투과도로 규격화시킨 곡선으로부터 비선형 굴절률의 크기와 부호를 측정하는 방법이다. 최근 Z-scan의 정밀도를 높이기 위해 eclipsing Z-scan, off-axis Z-scan,^[7] 그리고 비 Gaussian^[8,9] 빔을 이용한 Z-scan 등과 같은 다양한 Z-scan 방법이 제안되었다. 본 논문에서는 비선형 위상변이가 작은 경우에 사용하는 on-axis Z-scan의 이론을 개선하여 위상변이가 큰 경우에도 사용할 수 있는 개선된 Z-scan 이론을 제안하였다. 이 이론은 Gaussian

decomposition 근사 방법이^[10] 아닌 aberration-free 근사를 사용하고 Huygens-Fresnel 회절이론과 Hankel 변환^[11]을 이용하여 유도한 것으로 비정질 As_2S_3 박막의 비선형 굴절률을 측정하는데 적용하였다. 또한 As_2S_3 박막의 비선형 굴절률 부호를 시각화시키기 위해 박막을 초점 근방에 고정시킨 다음 먼 영역(far-field region)에서의 Fraunhofer 회절 패턴을 관측하여 Z-scan 이론 곡선과 비교 분석하였다.

II. Z-scan 이론

Z-scan 실험의 데이터는 집광렌즈로 집광시킨 빔의 기하학적으로 좁은 초점영역에 샘플을 두고, 샘플을 $-z$ 에서 $+z$ 방향으로 이동시키면서 샘플의 두께에 비해 먼 영역에 있는 개구를 통해 측정한 투과도를 샘플이 없을 때의 투과도로 규격화하여 (1)식과 같이 얻어진다.

$$T = \frac{\text{샘플이 있을 때의 투과도}}{\text{샘플이 없을 때의 투과도}} \quad (1)$$

비선형 굴절률의 부호는 샘플의 z 축 이동 거리($-z$ 에서 $+z$)에 대한 Z-scan 투과도 곡선으로부터 얻어진다. 초점 전에 투과도 곡선의 최고치가 나타나고 초점 후에 최저치가 나타나는 peak-valley 분포는 굴절률이 음인 자기 확산(self-defocusing) 매질을 나타내며, 반대로 양의 비선형 굴절률을 갖는 자기 집광(self-focusing) 매질인 경우에는 음의 비선형 굴절률과는 반대 형태인 valley-peak 분포를 나타낸다. Z-scan 투과도 곡선으로부터 비선형 광학상수를 계산하기 위해 샘플이 어떤 위치 z 에 있을 때 개구에 도달하는 전기장을 계산해야 한다. 이러한 계산은 샘플 표면의 출구에서부터 개구까지의 자유공간과 샘플 내부를 통과해 진행하는 전기장의 비선

형 방정식을 계산해 봄으로써 풀려진다. 만약 샘플의 두께가 회절이나 비선형 굴절 때문에 샘플 내부에서 생기는 빔 직경의 변화를 무시할 정도로 충분히 작다면 그 물질은 얇다고 가정할 수 있다. 굴절률 n 을 비선형 굴절계수 γ 로써 표현되는 3차 비선형성을 고려하면 (2)식과 같이 기술되어진다.

$$n = n_0 + \gamma I \quad (2)$$

여기서 n_0 는 선형 굴절률이며, 입사강도 $I \propto |E|^2$ 이며 E 는 입사빔의 전기장으로서 TEM₀₀ 모드의 Gaussian beam인 경우 다음과 같이 표현된다.

$$E(z, r', t) = E_0(t) \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r'^2}{w^2(z)} - \frac{jkr'^2}{2R(z)} \right] e^{-j\phi(z,t)} \quad (3)$$

여기서 $w^2(z) = w_0^2(1+z^2/z_0^2)$ 은 beam waist, $R(z) = z(1+z^2_0/z^2)$ 은 z에서의 파면의 곡률 반경, $z_0 = kw_0^2/2$ 는 빔의 회절 거리, k 는 파수벡터, $\phi(z, t)$ 는 위상, 그리고 λ 는 입사빔의 파장이다. 매질을 통과한 전기장 E_e 는 비선형 굴절률 변화로 인하여 (4-1)식과 같이 주어진다.

$$E_e(z, r', t) = E(z, r', t) e^{-\alpha L/2} e^{-j\Delta\phi(z, r', t)} \quad (4-1)$$

여기서 α 는 선형 흡수 계수이고, L 은 샘플의 두께이며, 비선형 위상변이는

$$\Delta\phi(z, r', t) = \Delta\phi_0(z, t) \exp[-2r'^2/w^2(z)] \quad (4-2)$$

$$\Delta\phi_0(z, t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1+z^2/z_0^2} \quad (4-3)$$

$$\Delta\Phi_0(t) = k \gamma I_0 L_{eff} \quad (4-4)$$

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha \quad (4-5)$$

와 같이 주어진다.

Gaussian 빔에 의해 위상이 왜곡된 비선형 매질은 개구와 같은 역할을 하여 입사광파를 회절시킨다. 비선형 매질의 개구가 원형대칭 (circular symmetry)인 경우, Huygens-Fresnel의 회절이론을 적용하여 먼 영역에 있는 개구(즉, 관측면)에서의 전기장 E_a 는

$$E_a(z, r, t) = \frac{2\pi}{j\lambda(d-z)} \exp \left[\frac{j\pi r^2}{\lambda(d-z)} \right] \times \int_0^\infty r' dr' E_e(r', z, t) \exp \left[\frac{j\pi r'^2}{\lambda(d-z)} \right] J_0 \left[\frac{2\pi rr'}{\lambda(d-z)} \right] \quad (5)$$

와 같이 주어진다. 여기서 d 는 초평면($z=0$)과 먼 영역에 위치한 개구 사이의 거리이며 J_0 는 0차의 Bessel 함수이며 r' 은 박막 뒷면에서의 동경좌표이며, r 은 개구(관측면)에서의 동경좌표를 나타낸다. 위상변이 $\Delta\Phi_0(t)$ 가 충분히 작다고 가정하면 (5)식은 Talyer 전개와 Hankel 변환식^[11]에 의하여 아래와 같이 표현된다.

$$E_a(z, r, t) = \frac{1}{j\lambda(d-z)} \exp \left[\frac{j\pi r^2}{\lambda(d-z)} \right] \exp \left[\frac{j2\pi(d-z)}{\lambda} \right] E_0(t) \frac{w_0}{w(z)} e^{-\alpha L/2} e^{-j\phi(z,t)}$$

$$\times \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[-j\Delta\phi_0(z, t)]^m}{m!} (a_m + jc_m) e^{-\pi(a_m + jc_m)(\frac{r}{\lambda(d-z)})^2}. \quad (6-1)$$

여기서

$$a_m = \frac{(2m+1)/(\pi w^2(z))}{(2m+1)^2/(\pi^2 w^4(z)) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z)]^2} \quad (6-2)$$

$$c_m = \frac{(1/(d-z) - 1/\lambda R(z))}{(2m+1)^2/(\pi^2 w^4(z)) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z)]^2} \quad (6-3)$$

이다. $\Delta\phi_0(z, t)$ 의 2차 이상의 고차항($m \geq 2$)을 무시할 수 있을 정도로 위상변이가 작다고 가정하면, 먼 영역에 있는 개구에서의 규격화된 Z-scan 투과도는 근사적으로

$$T(r, z, t) \approx 1 + 2\Delta\phi_0(z, t) \frac{A \sin[C\rho^2] + B \cos[C\rho^2]}{A_0} e^{-\pi(a_0 - a_0)\rho^2} \quad (7)$$

와 같이 주어진다. 여기서 $A_0 = a_0^2 + c_0^2$, $A = a_0 a_1 + c_0 c_1$, $B = a_0 c_1 - a_1 c_0$, $C = \pi(c_0 - c_1)$ 그리고 $\rho = r/(\lambda(d-z))$ 이다. 개구 중심($r=0$)에서의 투과함수 T 는 (7)식으로부터 근사적으로

$$T(z, t) \approx 1 - \frac{4\Delta\Phi_0(t)x}{(x^2+9)(x^2+1)} \quad (8)$$

와 같이 주어지는데, 이 식은 Sheik-Bahae 등이^[6] 유도한 식과 같은 결과가 된다. 여기서 $x = z/z_0$ 이다. 그러나 위상 변이 $\Delta\Phi_0(t)$ 가 Taylor 전개의 고차항을 무시할 정도로 작은 값이 아닌 경우, 즉 위상변이가 큰 경우에는 일반적인 Z-scan 이론을 적용하기가 어렵다. 그러나 이 경우 근축 광선을 가정하면 (4-2)식의 위상 변이는 $\Delta\phi(r, z, t) \approx \Delta\phi_0(z, t)(1 - 2r^2/w^2)$ 와 같이 전개할 수 있다. 이 때 먼 영역에 있는 개구에서의 일반화된 전기장 식은 (5)식으로부터

$$E_a(r, z, t) = \frac{1}{j\lambda(d-z)} \exp \left[\frac{j\pi r^2}{\lambda(d-z)} \right] \exp \left[\frac{j2\pi(d-z)}{\lambda} \right] \times E_0(t) \frac{w_0}{w(z)} e^{-\alpha L/2} e^{-j\phi(z,t)} e^{-j\Delta\phi_0(z,t)} (a + jc) e^{-\pi(a+ic)(\frac{r}{\lambda(d-z)})^2} \quad (9-1)$$

와 같이 주어진다.

여기서

$$a = \frac{1/\pi w^2(z)}{1/\pi^2 w^4(z) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z) - 2\Delta\phi_0(z, t)/\pi w^2(z)]^2}, \quad (9-2)$$

$$c = \frac{1/\lambda(d-z) - 1/\lambda R(z) + 2\Delta\phi_0(z, t)/\pi w^2(z)}{1/\pi^2 w^4(z) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z) - 2\Delta\phi_0(z, t)/\pi w^2(z)]^2} \quad (9-3)$$

이다.

위의 (9)식으로부터 먼 영역에 있는 개구에서 측정한 규격화된 투과도 T 는

$$T(z, t) = \frac{a^2 + c^2}{a_0^2 + c_0^2} e^{-2\pi(a-a_0)\rho^2} \quad (10)$$

와 같이 주어진다.

$$\text{여기서 } a_0 = \frac{1/\pi w^2(z)}{1/\pi^2 w^4(z) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z)]^2},$$

$$c_0 = \frac{1/\lambda(d-z) - 1/\lambda R(z)}{1/\pi^2 w^4(z) + [1/\lambda R(z) - 1/\lambda(d-z)]^2},$$

이다. 개구 중심($r=0$)에서의 투과함수는

$$T(z) = \frac{1}{1 - \frac{4x\Phi_0(t)}{(x^2+1)^2} + \frac{4\Delta\Phi_0^2(t)}{(x^2+1)^3}} \quad (11)$$

와 같이 주어지며 $x = z/z_0$ 이다.

그림 1은 (11)식을 이용하여 여러 위상변이 $\Delta\Phi_0(t)$ 값에 대한 규격화된 투과도를 z/z_0 함수로서 나타낸 이론 곡선이다. 그림에서 위상변이가 증가함에 따라 골과 마루의 대칭성이 깨어짐을 알 수 있다. 이런 비대칭 현상은 위상변이가 큰 매질에 대한 Z-scan 실험에서 흔히 일어나는 현상이다.^[12] 또한 본 논문에서는 Hankel 변환^[11]을 이용하지 않고 개구에서의 전기장인 (5)식으로부터 규격화된 투과도를 직접 유도하여 보았다. 개구면에서 강도 분포는 아래와 같이^[13]

$$I(r, z, t) = |E_o(t)|^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda(d-z)} \right)^2 e^{-\alpha r} \\ \times \left| \int_0^\infty dr' r' J_0 \left[\frac{2\pi r' r}{\lambda(d-z)} \right] \exp \left[-\frac{r'^2}{w^2(z)} - j \left(\frac{kr'^2}{2R(z)} - \frac{kr'^2}{2(d-z)} + \Delta\phi(z, r', t) \right) \right] \right|^2 \quad (12)$$

주어진다. 여기서 관계식 $J_0[2\pi r'/\lambda(d-z)] = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!} (\pi r'/\lambda(d-z))^{2s}$ 을 (12)식에 대입하여 계산하면

$$I(r, z, t) = |E_o(t)|^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda(d-z)} \right)^2 e^{-\alpha r} \left| \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!} \left(\frac{\pi r}{\lambda(d-z)} \right)^{2s} \right. \\ \left. \times \int_0^\infty dr' r'^{2s+1} \exp \left[\left(-\frac{r'^2}{w^2(z)} \right) - j \left(\frac{kr'^2}{2R(z)} - \frac{kr'^2}{2(d-z)} + \Delta\phi(z, r', t) \right) \right] \right|^2 \quad (13)$$

을 얻는다. 간단하게 (13)식을 보기 위해서 극축 조건을 가정

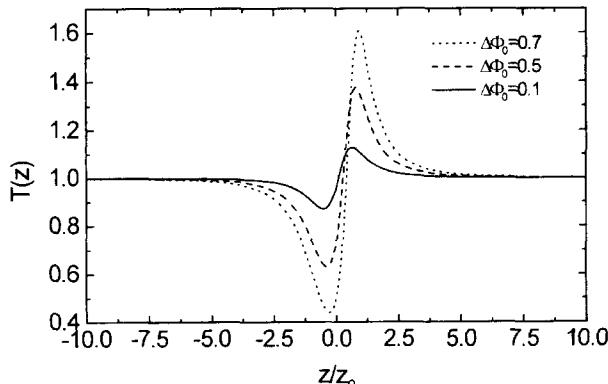


그림 1. Hankel 변환식에서 유도한 Z-scan 이론 식을 이용하여 여러 위상변이에 대하여 시뮬레이션한 이론곡선 ($\Delta\Phi_0 = 0.1$ (—), 0.5 (---), 0.7 (···)).

하고 (13)식을 두 번째 항($S=1$)까지만 고려하여 계산하면

$$I(r, z, t) = |E_o(t)|^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda(d-z)} \right)^2 \\ e^{-\alpha r} \left[\int_0^\infty dr' r' f(r', z) \int_0^\infty dr' r' f^*(r', z) - \left(\frac{\pi r}{\lambda(d-z)} \right)^2 \right. \\ \left. \left\{ \int_0^\infty dr' r' f(r', z) \int_0^\infty dr' r'^3 f^*(r', z) \right. \right. \\ \left. \left. + \int_0^\infty dr' r' f^*(r', z) \int_0^\infty dr' r'^3 f(r', z) \right\} \right. \\ \left. + \left(\frac{\pi r}{\lambda(d-z)} \right)^4 \int_0^\infty dr' r'^3 f(r', z) \int_0^\infty dr' r'^3 f^*(r', z) \right] \quad (14)$$

의 결과를 얻을 수 있다. 여기서 $f(r', z) = \exp \left[-\frac{r'^2}{w^2(z)} \right] - j \left\{ \frac{kr'^2}{2R(z)} - \frac{kr'^2}{2(d-z)} - \frac{2\Delta\phi_0(z, t)r'^2}{w^2(z)} \right\} \times \exp[-j\Delta\phi_0(z, t)]$ 그리 고 $\Delta\phi_0(z, t) = \Delta\Phi_0(t)/(1+z^2/z_0^2)^p$ 이다.

$B_0 = \frac{1}{w^2(z)} + j \left[\frac{k}{2R(z)} - \frac{k}{2(d-z)} - \frac{2\Delta\phi_0(z, t)}{w^2(z)} \right]$ 라 두면 강도 분포는 다음과 같다.

$$I(r, z, t) = |E_o(t)|^2 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda(d-z)} \right)^2 e^{-\alpha r} \\ \times \left[\frac{1}{4|B_0|^2} - \left(\frac{\pi r}{\lambda(d-z)} \right)^2 \frac{1}{2} \left\{ \frac{1/w^2(z)}{|B_0|^4} \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{\pi r}{\lambda(d-z)} \right)^4 \frac{1}{|B_0|^4} \right] \quad (15)$$

개구 중심($r=0$)에서의 규격화된 투과도 $T(z)$ 는 (1)식의 정의에 의하여

$$T(z) = \frac{I_{\text{박막}} \text{ 있을 때의 개구에서의 세기}}{I_{\text{박막}} \text{ 없을 때의 개구에서의 세기}}$$

이며

$$T(z) = \frac{|B_1|^2}{|B_0|^2} = \frac{1}{1 - \frac{4x\Delta\Phi_0(t)}{(x^2+1)^2} + \frac{4\Delta\Phi_0^2(t)}{(x^2+1)^3}} \quad (16)$$

이 된다. 여기서 $B_1 = \frac{1}{w^2} + j \left[\frac{k}{2R} - \frac{k}{2(d-z)} \right]$ 이며 박막이 없는 경우(즉, $\Delta\Phi_0 = 0$)의 B_0 를 말한다. (16)식은 (11)식과 일치하는 결과임을 알 수 있으며, 또한 그림 1과 동일한 결과를 가진다는 것을 알 수 있다.

III. 실험장치

그림 2는 샘플의 비선형 굴절률을 측정하기 위해 사용한 Z-scan 실험 장치도를 나타낸다. 측정용 광원으로는 밴드캡

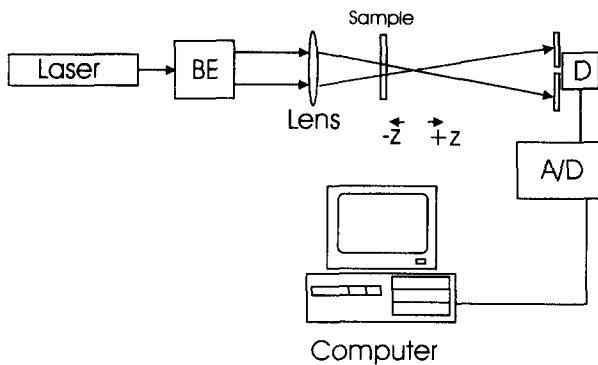


그림 2. Z-scan 측정을 위한 실험 장치(BE: Beam Expander, D: photodiode, A/D: Analog to Digital Converter이며 실험에 사용된 렌즈의 초점거리는 15 cm이다).

에너지가 2.34eV인 As₂S₃ 박막의 흡수효과를 최소화하기 위해 He-Ne 레이저(633 nm 파장, Newport, 15 mW)를 사용하였다. 실험에 사용한 렌즈의 초점거리는 15 cm이며 As₂S₃ 박막의 두께는 4.5 μm이다. 실험결과를 정량적으로 분석하기 위해 collimator를 사용하여 원형대칭을 갖는 Gaussian모드의 빛으로 실험하였으며 실험에 사용된 박막은 10⁻⁶ Torr의 진공에서 진공증착으로 제작되었다. 그림 3은 spectrophotometer((주)SCINCO, S-2040)로 측정한 가시광 영역에서의 As₂S₃ 박막의 투과도 곡선이다. 550 nm 파장이후에서는 투과도 곡선이 박막의 다중반사에 의한 간섭효과에 의하여 주기적으로 진동하는데, 이를 이용하면 As₂S₃ 박막의 선형 굴절률과 두께를 계산할 수 있다.^[14] 그리고 633 nm의 파장 영역에서 박막의 투과도는 90%였다. 실제로 유리기판에 의한 반사율을 고려하여 볼 때 장파장 영역에서의 As₂S₃ 박막의 투과도는 거의 100%에 가까움을 알 수 있다.

그림 2와 같은 실험 장치도에서 linear motor(ORIEL, 오차 0.2 μm)를 사용하여 박막을 -z 지점에서 초점을 지나 +z 지점까지 이동시킬 때 박막을 통과해 나오는 빔의 세기를 실시간적으로 측정하였다. 이때 far-field에 위치한 photodiode는

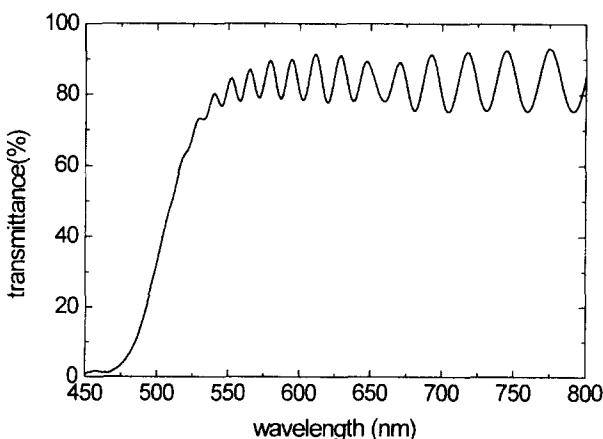


그림 3. 비정질 As₂S₃ 박막의 가시파장 영역(450 nm~800 nm)에 대한 투과도. ((주)SCINCO S-2040). 550 nm 파장 이후에서는 투과도 곡선이 박막의 내부 다중간섭효과에 의하여 주기적인 진동형태를 나타낸다.

Gaussian 빔의 중심($r=0$)에 둔다.

IV. 실험 결과 및 논의

그림 4는 He-Ne 레이저를 사용하여 비정질 As₂S₃ 박막으로부터 얻은 Z-scan 실험 결과이다. 실선은 (11)식에 의한 이론 곡선을 나타낸다. 그림 4의 투과율 곡선의 모양으로부터 비정질 As₂S₃ 박막이 $\gamma>0$ 인 자기 집광의 특성을 가지는 물질이며, $\gamma=8.65 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ 라는 값을 구하였다. 이때 초점에서의 빔 세기는 $I_0 = 1.58 \text{ kW/cm}^2$ 이고, 회절거리(diffract length)는 $z_0 = 1.5 \text{ mm}$ 이고, 위상변이는 $\Delta\Phi_0 = 0.61$ 이었다. 633 nm 파장의 투명한 영역에서 측정한 이 값은 흡수가 많은 Ar-ion 레이저 파장 영역(514 nm)에서 측정된 비선형 굴절률^[15]에 비하여 작은 값을 가짐을 알 수 있다.

그리고, 비정질 As₂S₃의 자기 집광 특성을 가시적으로 관측하기 위해 서로 다른 위치($z = -2 \text{ mm}$ 와 $z = +2 \text{ mm}$)에 비정질 As₂S₃ 박막을 고정시키고 He-Ne 레이저빔을 장시간 쪼여주었을 때 먼 영역에 투과되어 나오는 패턴을 관측하였다. 먼 영역에서 관측한 패턴의 세기분포는 (9-1)식에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$I(r, z, t) = \left(\frac{1}{\lambda(d-z)} \right)^2 |E_0(t)|^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} e^{-\alpha z} \left[(a^2 + c^2) e^{-2\pi a \rho} \right] \quad (17)$$

여기서, $\rho = r / [\lambda(d-z)]$ 이다.

그림 5(a)와 (b)는 각각 초점으로부터 $z = -2 \text{ mm}$ 와 $+2 \text{ mm}$ 의 위치에 박막을 두고 관측한 회절 패턴의 사진이며, 그림 5(c)는 입사되는 Gaussian 빔을 나타낸다. 그림 5(a)는 초점 전 ($z = -2 \text{ mm}$)에 박막이 놓여져 있는 경우로서 자기 집광(self-focusing) 현상에 의해 그림 5(c)의 박막에 입사된 원래의 Gaussian 빔 보다 반경이 커져 있음을 볼 수 있다. 또한 박막의 두께와 비정질 As₂S₃의 굴절률 변화에 의한 광 유도 회절 링(photoinduced diffraction ring) 발생을 보여준다. 이 광 유도 회절 링은 자기위상변조(SPM; self-phase modulation)에 기인

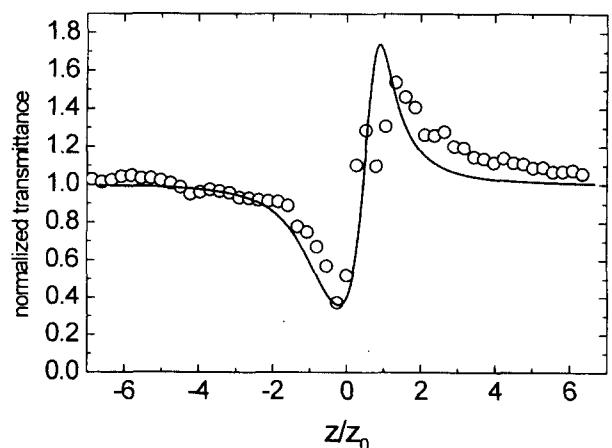


그림 4. He-Ne 레이저(633 nm)로 측정한 4.5 μm 두께의 비정질 As₂S₃ 박막의 규격화된 Z-scan 실험 데이터(o: 실험 데이터, —: 이론 곡선).

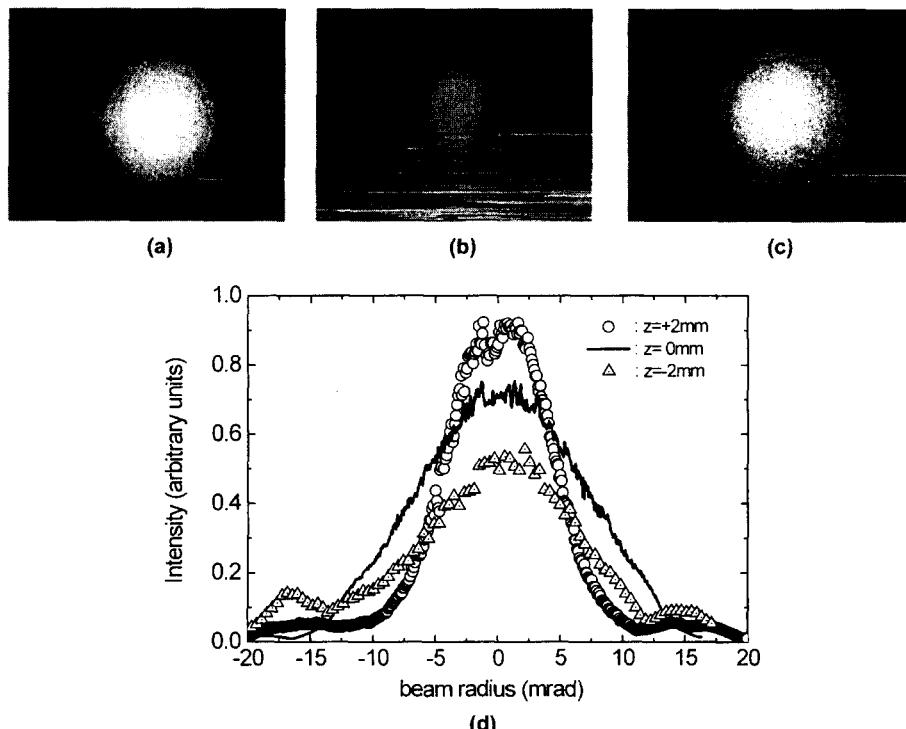


그림 5. 박막을 초점 근처($\pm 2\text{ mm}$)에 고정시켜 놓고 먼 영역에서 관측한 회절 패턴과 세기 분포. (a) -2 mm , (b) $+2\text{ mm}$, (c) 입사된 Gaussian 빔, (d) 각 회절 패턴의 세기분포(○: $+2\text{ mm}$, —: 입사된 Gaussian 빔, △: -2 mm).

한 것으로 생각되며 공간 솔리톤(spatial soliton)의 또 다른 표현이라 생각된다. 그림 5(b)는 초점 뒤($z=+2\text{ mm}$)에 박막을 놓아서 자기 집광 현상을 관측한 그림이다. 이 그림에서도 광 유도 회절 링을 관측 할 수 있었다. 그림 5(d)는 그림 5(a), (b), (c)의 세기분포를 transverse 방향으로 측정하여 비교한 것이다. 그리고, 그림 6에 (17)식에 의해 표현되는 세기분포 함수로부터 transverse 방향의 강도분포 곡선을 계산하였다. 그림 5와 그림 6의 투과 곡선은 균축 영역($r \leq 0$)에서는 실험치와 이론치가 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있다. 그러나, 세기분포 함수로 사용된 (17)식은 자기 집광 특성을 측정하기 위해

근축 광선이라는 가정 하에서 전개된 식이기 때문에 균축 영역 외의 영역에서는 실험치와 이론치가 약간의 차이를 가질 수 있다.

V. 결 론

Z-scan 실험에서 비선형 위상변위 $\Delta\Phi_0(t)$ 가 큰 값을 가지는 경우에도 적용할 수 있는 규격화된 투과도를 유도하였다. 유도한 Z-scan 이론식을 사용하여 비정질 As_2S_3 박막이 자기 집광의 특성을 가지는 물질이라는 것과, 비선형 굴절률 $\gamma = 8.65 \times 10^{-6}\text{cm}^2/\text{W}$ 라는 것을 측정하였다. 그리고 자기 집광 특성을 가시적으로 관측하기 위해 박막을 정해진 위치(초점으로부터 -2 mm , $+2\text{ mm}$ 지점)에 고정시킨 후 투과광의 far-field 패턴을 각각 조사하였다. 이 과정에서 광 유도 회절 링(photoinduced diffraction ring)을 관측하였으며, 자기 집광 특성도 가시적으로 확인하였다.

감사의 글

이 연구는 95년도 한국과학재단의 국산연구기기 사업연구과제와 과학기술처의 '96년도 특정연구개발사업 중 "미래원천기술개발사업"(과제 번호 : 광기술 F-31)의 연구비 지원에 의한 결과이며 투과도 스펙트럼 측정에 사용한 UV-Visible Spectrophotometer(S-2040)를 제공한 (주)신코(SCINCO)에도 감사드립니다.

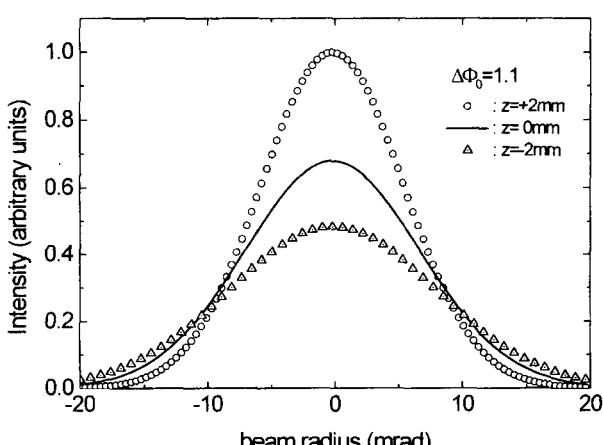


그림 6. 먼 영역에서의 회절 패턴의 세기 분포에 대한 이론 곡선(○: $+2\text{ mm}$, —: 입사된 Gaussian 빔, △: -2 mm).

참고문헌

- [1] M. J. Weber, D. Milam, and W. L. Smith, "Nonlinear refractive index of glasses and crystals," *Opt. Eng.*, **17**, 463 (1978).
- [2] M. J. Moran, C. Y. She, and R. L. Carman, "Interferometric measurements of nonlinear refractive-index coefficient relative to CS₂ in laser-system-related materials," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**, 259 (1975).
- [3] S. R. Friberg and P. W. Smith, "Nonlinear optical glasses for ultra-fast optical switches," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 2089 (1987).
- [4] W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, "Optical switching and n₂ measurement in CS₂," *Opt. Commun.*, **50**, 256 (1984).
- [5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, "High-sensitivity, single-beam n₂ measurements," *Opt. Lett.*, **14**, 955 (1989).
- [6] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 760 (1990).
- [7] J. G. Tian, W. P. Zang, and G. Zhang, "Two modified Z-scan methods for determination of nonlinear-optical index with enhanced sensitivity," *Opt. Commun.*, **107**, 415 (1994).
- [8] W. Zhao, and P. Palffy-Muhoray, "Z-scan measurement of $\chi^{(3)}$ using top-hat beams," *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 673 (1994).
- [9] 이범구, "비 Gaussian 빛에 의한 자체 집광을 이용한 $\chi^{(3)}$ 측정." *한국광학회지*, **4**, 428 (1993).
- [10] D. Weaire, B. S. Wherrett, D. A. B. Miller, and S. D. Smith, "Effect of low-power nonlinear refraction on laser propagation in InSb," *Opt. Lett.*, **4**, 331 (1974).
- [11] J. D. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*. p. 317-333 (Wiley, New York, 1978).
- [12] R. L. Sutherland, "Effects of multiple internal sample reflections on nonlinear refractive Z-scan measurements," *Appl. Opt.* **33**, 5576 (1994).
- [13] I. C. Khoo, P. Y. Yan, T. H. Liu, S. Shepard, and J. Y. Hou, "Theory and experiment on optical transverse intensity bistability in the transmission through a nonlinear thin (nematic liquid crystal) film," *Phys. Rev. A*, **29**, 2756 (1984).
- [14] 김성규, 이영락, 곽종훈, 최옥식, 이윤우, "비정질 As₂S₃ 박막의 굴절계수 및 박막의 두께측정," *영남대학교 기초과학지*, **16**, 157 (1996).
- [15] C. H. Kwak, J. T. Kim, and S. S. Lee, "Scalar and vector holographic gratings recorded in a photoanisotropic amorphous As₂S₃ thin film," *Opt. Lett.* **13**, 437 (1988).

Nonlinear refractive index measurement for amorphous As₂S₃ thin film by Z-scan method

Seong Gyu Kim, Yeung Lak Lee, Chong Hoon Kwak and Ok Shik Choe
Department of Physics, Yeungnam University, Kyongsan 712-749, Korea

Yun Woo Lee and Jae Bong Song
Korea Research Institute of Standards and Science, Taejon 305-600, Korea

Ho Hyung Suh and El-Hang Lee
Electronics and Telecommunication Research Institute, Taejon 305-350, Korea

(Received May 21, 1998, Revised manuscript received September 14, 1998)

We present a theoretical analysis of Gaussian beam propagation in nonlinear Kerr media by using aberration-free approximation and Huygens-Fresnel diffraction integral and obtain a simple analytic formular for Z-scan characteristics. Z-scan experiments are carried out on amorphous As₂S₃ thin film and compared with the theory developed, showing good agreement. The sign and the value of γ have been measured at 633 nm to be $+8.65 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$. We also measured the far-field intensity profiles, which confirm again self-focusing effect.