

Far-field 위상 변조량 측정법을 이용한 광학매질의 비선형 특성 측정*

김성윤 · 양준록

충남대학교 물리학과

김용평

경희대학교 전자공학과

이영우

목원대학교 전자공학과

신동주 · 정영봉

한국표준과학연구원 광학그룹

(1998년 4월 30일 받음, 1998년 5월 21일 수정본 받음)

본 연구에서는 광학매질의 비선형 특성을 측정하기 위해, 자체집속현상을 이용하는 기존의 측정법과는 다르게, 매질을 통과한 광원의 위상섭동으로 인하여 far-field에 발생한 공간적 광강도 분포를 이용하는 far-field 위상 변조량 측정법을 사용하였다. 비선형 매질을 통과한 조사광의 위상 변화가 far-field 영역에서 나타나는 공간적 위상 변조량을 실험적으로 측정하였고, 이를 전산시늉을 통하여 비교 분석하였다. 파장 616 nm, 펄스폭 106 ps의 분포케환 색소레이저(DFDL)와 파장 308 nm인 DFDL의 제 2고조파를 조사광으로 사용하였고, 매질 CS_2 와 BaF_2 의 비선형 특성을 실험적으로 측정한 후 이 값을 전산시늉값과 비교하였다. 이 실험에서 파장 616 nm에 대해 CS_2 와 BaF_2 의 비선형 굴절률 $1.2 \times 10^{-11} \text{ esu}$ 와 $1.0 \times 10^{-13} \text{ esu}$ 를 각각 얻었고, 파장 308 nm에 대해 BaF_2 의 비선형 흡수계수 $5.0 \times 10^{-11} \text{ cm/W}$ 를 얻었다. 이들 값은 지금까지 발표된 값들과 잘 일치한다.

I. 서 론

최근에 관심이 모아지고 있는 고출력 펄스 레이저는 원자·분자 물리, 비선형 광학, 초고속 분광학, 생물학, 의학 등 여러 분야에 응용되고 있다.^[1-4] 이러한 초단펄스 고출력 레이저 광은 Nd:glass 레이저,^[5] 엑시머 레이저,^[6] Ti:sapphire 레이저^[7] 등을 이용하여 얻어지고 있으며 보다 큰 고출력화의 연구 개발이 진행되고 있다. 한편, 고강도화된 초단펄스 레이저광은 광학매질에 의한 비선형 특성변화를 일으키고, 특히 광강도(optical intensity)에 의존하는 굴절률 변화는 레이저광의 시·공간적 분포 변형을 가져올 뿐만 아니라 광속의 질(quality)을 저하시킨다. 이러한 비선형 굴절현상은 레이저 매질과 광학 소자에 광손상(optical damage)을 야기시켜 레이저 시스템에서 출력 저하의 원인이 된다.

광학매질에 있어서 비선형 굴절현상의 물리적 메카니즘은 열적 효과, 전기 일그러짐 효과(electrostriction effect), 광 Kerr 효과, 비선형 전자 분극 효과 등을 들 수 있다.^[8] 열적 효과와 전기 일그러짐 효과는 광전기장(optical electric field)에 의한 매질의 밀도 변화에 의해 유도되며, 광 Kerr 효과 및 비

선형 전자 분극 효과는 각각 광전기장에 의한 매질의 분자 배향과 전자운의 일그러짐 때문에 일어난다. 이 메카니즘들의 고유 응답속도는 각각 다르기 때문에 비선형 굴절현상의 측정에는 이용하는 조사광(probe beam)의 펄스폭이 매우 중요한 역할을 한다.^[9] 일반적으로 고강도 고출력 레이저 시스템의 출력 펄스폭은 피코 또는 펨토 초 정도이므로, 열적효과와 전기 일그러짐 효과보다는 고유 응답속도가 빠른 광 Kerr 효과 및 비선형 전자 분극에 의해 발생되는 광학매질의 비선형 굴절현상이 중요하게 된다.

광학매질의 비선형 굴절률 측정에는 시분해 간섭법(time-resolved interferometry),^[10] 3광파 혼합법(3-wave mixing),^[11] 광 강도 의존 타원법(optical intensity-dependent ellipsometry)^[12] 등 지금까지 여러 가지 방법이 사용되어 왔는데, 최근에는 측정장치 및 측정방법이 간편한 Z-스캔(Z-scan)방법^[13]이 많이 사용되고 있다. 비선형 매질의 렌즈 효과를 이용하는 Z-스캔 방법은 매질이 광축을 따라 이동할 때 발생되는 조사광의 투과율 변화를 측정하여 비선형 굴절률의 부호와 크기를 구하는 것이다. 조사광은 광축을 따라 매질이 이동하는 동안 출력이 일정해야 하므로 이를 위해서는 cw 레이저를 결점검 또는 Q-스위칭하였을 때 얻을 수 있는 균일한 출력의 레이저 광원이 요구된다.

본 연구에서는 이와 같은 Z-스캔 측정방법 등 균일한 출력

*본 연구는 과학기술부의 레이저 · 광계측 및 평가기술 개발 과제로 수행되었습니다.

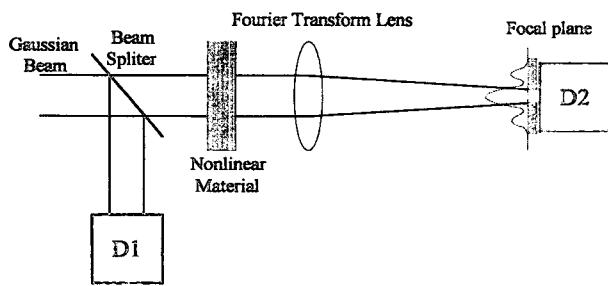


그림 1. Far-field 위상 변조량 측정법의 개념도.

의 레이저 광원이 요구되는 실험에서 광원의 출력 요동에 의해 발생되는 측정오차를 근원적으로 해결하기 위하여 입사 에너지의 변화를 파라메터로 이용하는 far-field 위상 변조량 측정법(far-field phase modulation method)을 개발하였다. 그림 1은 이러한 far-field 위상 변조량 측정법의 개략도이다. 비선형 매질을 통과한 광의 위상 변화는 그림 1과 같이 렌즈를 사용하여 광학적으로 푸리에 변환된 far-field 영역에서 공간 적인 위상 변조량으로 나타낼 수 있다. 이때, 입사 에너지 변화에 대한 투과특성을 구하여 비선형 굴절률과 비선형 흡수 계수를 산출하였다.

또한 이 방법은 자체집속현상을 이용한 기존의 측정법과 다르게 매질의 출구면에서 자체집속현상에 의한 광강도 증가가 발생하지 않는 레이저 출력 범위내에서 수행하였다. 본 실험에서 조사광은 파장 616 nm, 멀스폭 106 ps의 분포궤환 색소 레이저(distributed feedback dye laser; DFDL)를 사용하였고 매질 CS_2 와 BaF_2 에 대한 비선형 굴절률을 측정하였으며, DF DL의 제 2고조파인 파장 308 nm로 BaF_2 의 비선형 흡수계수를 구하였다. 이와 같이 far-field 위상 변조량 측정법으로 구한 측정값들을 지금까지 잘 알려진 매질 CS_2 와 BaF_2 의 비선형 굴절률 그리고 비선형 흡수계수를 각각 비교하고자 한다.

II. 0] 론

그림 1에서 입사 광강도에 의존하는 비선형 광학매질의 굴절률은 다음과 같이 표현된다.

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle = n_0 + \gamma I \quad (1)$$

여기서 n_0 는 선형 굴절률, n_2 는 비선형 굴절률이며 MKS 단위 계의 γ 와는

$$n_2 (\text{esu}) = \frac{cn_0}{4\pi \times 10^7} \gamma (\text{cm}^2/\text{W}) \quad (2)$$

와 같은 관계를 가진다. 여기서 c 는 진공에서 빛의 속도이다. 또한 식 (1)에서 I 는 입사 레이저 광의 세기(W/cm^2)로서 시간 평균된 전기장 $\langle E \rangle$ 에 의해 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \langle E^2 \rangle \quad (3)$$

여기서 ϵ 과 μ 는 각각 매질의 유전율(permittivity)과 투자율(permeability)이다.

비선형 매질을 통과한 레이저 광은 광학 매질의 출구면에서 광 강도 감소와 위상변화가 일어난다. 광 강도의 감소는 선형 및 비선형 흡수 그리고 산란 과정 등 여러 가지 요인에 의해 발생되는데, 선형 흡수와 2광자 흡수현상만 고려하였을 때 광 강도는 다음과 같이 나타낸다.

$$\frac{dI(x,y,z)}{dz} = -(\alpha + \beta I(x,y,z)) I(x,y,z) \quad (4)$$

여기서 α 와 β 는 각각 선형 흡수계수와 2광자 흡수계수이다. 식 (4)를 적분하여 매질 출구면에서의 광 강도 I_e 를 구하면

$$I_e(x,y,L) = \frac{(1-R)^2 I_p(x,y,0) e^{-\alpha L}}{1 + \beta(1-R)^2 I_p(x,y,0) \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}} \quad (5)$$

이다. 여기서 $I_p(x, y, 0)$ 는 입사면에서 광 강도이고, L 과 R 은 각각 매질의 길이와 표면 반사율이다. 한편, 매질의 출구면에서 위상 변화는 “B integral”로 나타내는데 위상 일그러짐을 뜻하며, 다음과 같다.^[14]

$$B = k_0 \int_0^L \gamma I(x,y,z) dz \quad (6)$$

여기서 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 이고 λ 는 레이저 광의 파장이다. 식 (5)와 (6)을 이용하여 B 를 구하면

$$B = \frac{k_0 \gamma (1-R)}{\beta} \ln \left(1 + \beta(1-R) I_p(x,y,0) \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha} \right) \quad (7)$$

이다. 만일 매질안에서 레이저 광의 방향 변화($\Delta\Phi = B/k_0 n_0 \omega_0$)가 ω_0/L 보다 작다고 가정하면, 매질의 출구면에서 레이저 광의 강도 감소와 위상 섭동함을 포함하는 전기장 E_e 는 다음과 같이 표현된다.^[15]

$$E_e(x,y,L) = |E_0(x,y,L)| e^{iB} \quad (8)$$

여기서 $|E_0|$ 는 식 (3)으로부터 다음과 같이 주어진다.

$$|E_0(x,y,L)| = \left(2 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} E_0(x,y,L) \right) \quad (9)$$

식 (8)의 어림 방법에서 가정된 매질의 길이 L 은 다음 식을 만족해야 한다.

$$L < \frac{\omega_0^2 k_0 n_0}{B} \quad (10)$$

여기서 ω_0 는 전기장의 e^2 점에서의 반경이다.

식 (8)의 전기장 E_e 로부터 공간적으로 far-field 영역에 푸리에 변환된 광전기장 분포는 다음과 같다.

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, L) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (11)$$

식 (11)을 이용하여 렌즈의 초점면에서 광강도 분포를 다음과 같이 구하였다.

$$I_F(k_x, k_y) = F(k_x, k_y) \cdot F(k_x, k_y)^* \quad (12)$$

식 (12)에 시간항 $f(t)$ 를 포함시키고 광강도 분포 $\langle I_F(k_x, k_y, t) \rangle_t$ 를 시간 평균된 분포(time-averaged profile)로 구하면

$$\langle I_F(k_x, k_y, t) \rangle_t = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_F(k_x, k_y, t) f(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt} \quad (13)$$

와 같다. $\langle I_F \rangle_t$ 는 렌즈 초점면에서의 광강도 분포이며, 이 이론값에 검출기를 이용하여 측정한 광강도 값을 짜맞추기(fitting) 작업을 통하여 비선형 굴절률을 구하고자 한다. 그러나 이 방법^[15]은 측정된 각각의 값을 이론값에 일일이 짜맞추어야하는 어려운 점이 있다. 따라서 본 연구에서는 이러한 점을 개선하기 위하여 위상 변조량의 변화를 정량적으로 분석할 수 있는 방법을 택하였다. 즉, 그림 1과 같이 렌즈의 초점면에 조리개를 사용하여 공간적인 위상 일그러짐을 제거한 조사광을 사용하였다. 조사광의 입사에너지에 따른 에너지 투과율 T 는 다음과 같다.

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-x}^{x} \int_{-y}^{y} dk_x dk_y \langle I_F(k_x, k_y, L, t) \rangle_t}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-x}^{x} \int_{-y}^{y} dk_x dk_y \langle I_F(k_x, k_y, 0, t) \rangle_t} \quad (14)$$

식 (14)의 에너지 투과율 T 는 매질이 가지는 비선형 굴절 특성을 보여주고 있으므로 입사광의 에너지 변화에 따른 투과율을 측정하여 계산값과 비교함으로써 광학매질의 비선형 굴절률 n_2 를 구할 수 있다. 한편, 비선형 흡수 계수 측정에 있어서는 조리개를 사용하지 않은 경우(open aperture), 에너지 투과율은 공간적인 위상 변조량에 무관하므로 순수하게 비선형 흡수항에만 의존하는 투과특성을 가진다. 따라서 입사 에너지 변화에 따른 투과율의 측정으로부터 매질의 2광자 흡수계수를 구할 수 있다.

III. 수치해석

본 연구에서 수치계산은 2차원 FFT code^[16]를 이용하여 far-field에서 광강도 분포와 에너지 투과율을 계산하였다. 우선 첫 번째로, far-field에서 광강도의 변화를 식 (13)으로부터 비선형 굴절률과 2광자 흡수계수에 대해 수치계산하였고 각각 그림 2(a), 2(b)에 보였다. 조사광이 시간적으로 sech^2 -파형, 공간적으로 가우시안 파형의 분포를 가질 때, 시간 폴스폭(FWHM) τ 는 106 ps, 빔반경 a_0 는 121 μm 의 크기로 매질에 입사된다고 가정하였고, 조사광의 강도는 다음과 같이 나타내었다.^[17]

$$I(r, t) = I_0 e^{-2(\frac{r}{a_0})^2} \sec h^2\left(\frac{1.76t}{\tau}\right) \quad (15)$$

여기서 I_0 는 광의 최대강도로 폴스에너지 E_i 에 대하여 다음과 같이 주어진다.

$$I_0 = \frac{E_i}{\pi a_0^2 (\frac{\tau}{1.76})} \quad (16)$$

또한 매질은 굴절률 $n_0=1.61$, 길이 $L=1 \text{ mm}$, 선형 흡수계수 $\alpha=0.001 \text{ cm}^{-1}$, 표면 반사율 $R=0.04$ 크기의 특성^[19]을 가진다고 가정하였다.

far-field 영역에서 광강도 분포의 수치계산은 다음 2가지 경우에 대하여 수행하였다.

i) 2광자 흡수현상은 존재하지 않고($\beta=0$) 비선형 굴절률 n_2 값이 다른 매질.

ii) 비선형 굴절현상은 존재하지 않고($n_2=0$) 2광자 흡수계수 β 가 다른 매질.

먼저, i)에 대한 전산 시늉은 이론적으로 계산한 공간적 분포의 변화를 실험 결과와 비교·분석하기 위하여, 실험에서 매질로 사용한 CS_2 에 대하여 계산하였다. 따라서 광원의 파장은 616 nm로 하였지만, 폴스에너지 E_i 는 임의의 여러값을 넣어 계산하였으며, 뒤에 설명하겠지만 그 중 실험결과와 가장 잘 일치하는 64 μJ 의 경우를 대표적으로 그림 2(a)에 보였다. 이 그림에서 n_2 값이 증가할수록 광강도 분포의 중심부분은 감소하며, 상대적으로 날개(wing) 부분에서 일그러짐 현상은 뚜렷하게 커짐을 확인할 수 있었다. 입사광을 제외한 이를 곡선(A-2~A-5)의 아랫부분을 적분하면, n_2 값의 증가와는 무관하게 그 값은 일정하였다. 또한 이 적분값들은 입사광 A-1의 적분값 약 92%에 해당하였으며 감소의 발생은 매질의 표면 반사 등에 의한 것뿐이었다. 따라서 비선형 굴절률 n_2 의 변화는 전공간에 대한 광강도의 적분값인 에너지에 영향을 주지 않으며 단지 광강도의 공간적 분포 변화의 원인임을 의미하고 있다.

한편 그림 2(b)는 ii) 경우로, 파장 308 nm에서 폴스에너지를 100 μJ 로 가정하였을 때, 2광자 흡수 계수 β 의 증가에 대한 광강도 분포의 변화를 보이고 있다. β 의 증가는 식 (5)에서와 같이 매질의 출구면에서 광강도의 감소를 가져오므로 far-field의 공간적인 광강도 분포에 전체적인 감소를 보이고 있지만, $n_2=0$ 으로 가정하였으므로 비선형 굴절현상에 의한 광강도 분포의 공간적인 일그러짐은 일어나지 않고 있다.

두 번째로, 입사에너지 변화에 따른 에너지 투과특성은 그림 2의 i), ii) 경우와 같이 비선형 굴절률과 2광자 흡수계수에

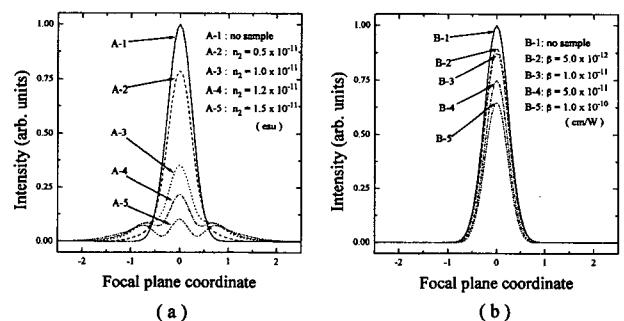


그림 2. Far-field 영역의 광강도 위상 변조량 특성에 대한 수치 해석.

(a) $\beta=0$ 인 경우, 비선형 굴절률 n_2 의 변화에 따른 광강도 분포.

(b) $n_2=0$ 인 경우, 2광자 흡수 계수 β 의 변화에 따른 광강도 분포.

대해 각각 수치계산하였다. 수치해석 결과는 실험적으로 구한 측정값들과 비교 분석하기 위해 그림 7, 8, 9에 측정값들과 함께 나타내었다.

IV. 실험 및 결과

본 연구를 위한 실험장치를 그림 3과 같이 구성하였다. 조사광은 XeCl 레이저(Questek 2560v β)로 펌핑되는 분포궤환 색소레이저(DFDL)의 발진 파장 616 nm와 제2고조파인 파장 308 nm를 사용하였으며 그 장치는 그림 4와 같다. 이 레이저 광의 시간 출력 과형은 sech^2 함수에 가장 가까웠고, 펄스폭 τ (FWHM)는 106 ps이었다.^[18]

본 연구는 입사 에너지의 변화에 따른 매질의 에너지 투과 특성을 측정하여 비선형 굴절률과 2광자 흡수계수를 산출하는 것으로 조사광의 입사 에너지를 가변할 수 있어야 한다. 조사광의 에너지는 일반적으로 ND필터를 사용하여 조절이 가능하나, 필터의 사용은 조사광의 공간분포를 변화시킬 우려가 있으므로 DFDL의 3차 증폭단인 Bethune cell의 활성 영역을 조절하여 조사광의 에너지를 가변하였다.

레이저광은 그림 3에서와 같이 쇄기(fused silica wedge)형 빔분리기로 조사광과 기준광으로 분리하였다. 이를 두 광의 에너지 비교는 매질의 입사면 위치에 별도의 에너지메터(Gentec ED-100A)를 측정하였으며 예상하였던 바와 같이 선형의 관계를 얻었다.

한편 조사광의 광강도를 높이기 위하여 렌즈 L1을 사용하였다. 렌즈 L1의 사용은 식(10)의 줄맞춤(collimation)가정과

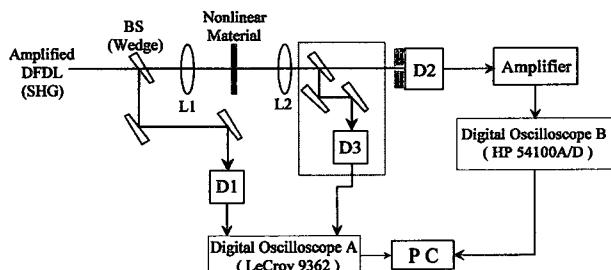


그림 3. 실험장치의 구성도.

BS : 빔 분리기, L1 : 접속 렌즈, L2 : 푸리에 변환용 렌즈, D1 : Biplanar phototube, D2 : 에너지메터, D3 : 선형 광다이오드 배열.

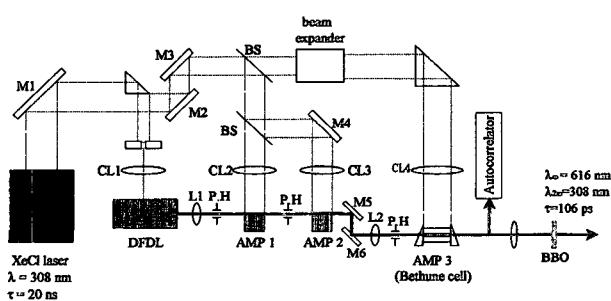


그림 4. 분포궤환 색소레이저 시스템.

상반되기 때문에 이 가정에서 요구되는 줄맞춤 범위 $2z_R(z_R : \text{Rayleigh range})$ 을 넘지 않도록 매질의 두께를 조절하였다.^[14,15]

다음으로 위와 같은 가정의 신뢰도를 알아보고 조사광의 빔 반경을 측정하기 위하여 앞에서와 같이 매질면의 위치에 선형 광다이오드 배열(EG & G RL2048D)형 검출기를 사용하였으며 그 결과를 그림 5에 보였다. 그림의 곡선은 가우시안 곡선으로 실험값과 짜맞추기 방법으로 얻었으며 L1의 초점거리가 20 cm일 때 빔의 반경 $\omega_0(\text{HW}1/e^2\text{M})$ 은 121 μm 이었고, 12.5 cm일 때는 43 μm 이었다.

그림 3에서 렌즈 L2는 초점거리 20 cm로 푸리에 변환용이다. 매질의 비선형 굴절 현상에 의한 광강도 분포를 렌즈 L2의 초점면에서 알아보기 위하여 그림에서 점선으로 표시된 부분과 같이 장치를 구성하였다. 검출기 D3는 선형 광다이오드 배열형을 사용하였고, 입사광의 세기를 줄이기 위하여 두꺼운 쇄기형 반사경을 사용하였다. 이때 검출기 D3는 렌즈 L2의 초점면에 위치하여야 한다. 이러한 방법으로 조사광의 공간적 분포에 대한 측정은 매질이 없을 때와 매질을 통과한 경우에 대해 수행하였고, 측정 결과를 각각 그림 6의 (a)와 (b)에 나타내었다. 여기서 그림 6의 (a)는 입사광에 대한 수치해석 결과인 그림 2(a)의 곡선 A-1에 해당되는데 잘 일치되고 있다. 그림 6의 (b)에서 실선은 실험값이며, 점선은 전산시늉(그림 2(a))에 의한 이론값이다. 이 점선은 그림 2(a)의 곡선 A-4에 해당하며, 앞에서 언급한 바와 같이 짜맞춤 방법에 따라 얻은 최적의 전산시늉값이다. 이러한 전산시늉값으로부터 입사에너지가 64 μJ 임을 계산할 수 있었으며 이 그림으로부터 이론과 실험이 일치되고 있음을 확인할 수 있다.

이로부터, 매질의 입사면에서의 에너지는 광검출기 D1(biplanar phototube; Hamamatsu R1193U-02)과 오실로스코프 A(LeCroy 9362)를 사용하여 측정한 기준광의 크기로부터 구하였고, 아울러 L2의 초점면에서 조사광의 에너지는 에너지메터 D2와 증폭기(Gentec EDX-1) 그리고 오실로스코프 B(HP 54100A/D)를 사용하여 측정하였다.

그림 7에 CS_2 의 비선형 굴절률을 구하기 위해 에너지 투과

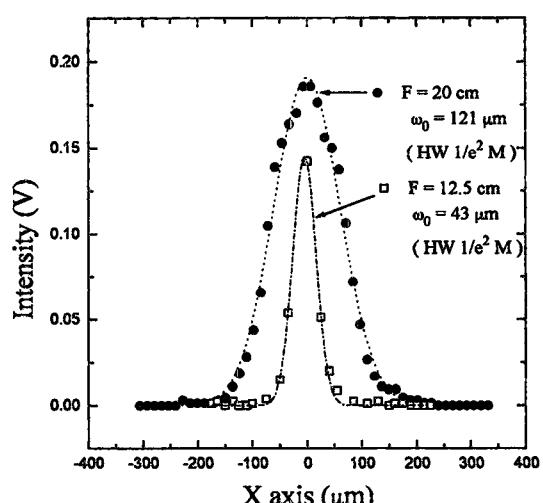


그림 5. 광학매질의 입사면에서 조사광의 빔 반경 측정.

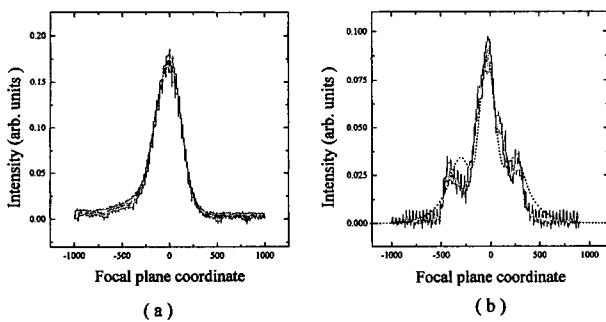


그림 6. Far-field 영역에서 조사광의 공간적 광강도 분포.
(a) 매질이 없을 때, 조사광의 공간적 광강도 분포.
(b) CS_2 를 통과한 조사광의 공간적 광강도 분포.

율을 측정한 실험값과 수치해석을 통하여 얻은 이론값들을 보였다. 이때 조사광의 파장은 616 nm, 빔반경은 CS_2 의 입사면에서 $121 \mu\text{m}$ 이었고, CS_2 를 담은 색소셀은 크기 1 mm, 렌즈 L2의 초점면에 놓인 조리개의 구경은 $100 \mu\text{m}$ (에너지 투과비율 40%)이었다.

한편, 자체집속현상에 의한 출력의 증가는 비선형 굴절률 측정시 오차의 원인이 되므로 본 실험은 자체집속현상에 의한 광강도 증가량이 0.4%를 초과하지 않도록 조사광의 입사빔반경을 $121 \mu\text{m}$ 으로 그리고 그의 에너지를 2~65 μJ 의 범위 내에서 실험을 수행하였다.

위와 같은 측정의 결과는 그림에 보인 바와 같이 수치 해석한 곡선 C-3과 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이 일치의 결과로 CS_2 의 비선형 굴절률은 $n_2 = 1.2 \times 10^{-11} \text{ esu}$ 임을 알 수 있다. 이 측정값은 지금까지 이 파장영역에서 발표된^[13,15,19] 값들, $1.0 \times 10^{-11} \sim 1.6 \times 10^{-11} \text{ esu}$ 와 잘 일치함을 알 수 있었다.

위와 같은 방법으로 BaF_2 의 비선형 굴절률 측정과 전산시 능의 값을 그림 8에 보였다. 이때 조사광원의 파장은 616 nm, 빔 반경은 $121 \mu\text{m}$ 로 CS_2 의 경우와 같으며 BaF_2 의 두께 2 mm와 입사 에너지의 범위 10~210 μJ 만 다르게 하였다.

이 그림에서 전산시 능 곡선 D-2와 측정값이 잘 일치하고

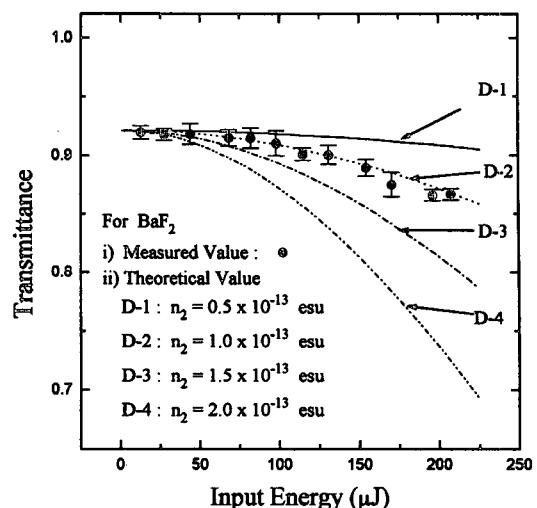


그림 8. 파장 616 nm에서 BaF_2 의 비선형 굴절률 n_2 측정.

있음을 볼 수 있다. 이 일치로 BaF_2 의 n_2 값이 $1.0 \times 10^{-13} \text{ esu}$ 임을 알았다. 이 값 역시 Z-스캔 법 등 여러 측정법에서 얻은 값^[13,15,20]과 잘 일치하고 있다.

다음으로, BaF_2 의 2광자 흡수 계수의 측정값과 전산시 능 값을 그림 9에 보였다. BaF_2 에 대해서는 DFDL의 제 2고조파(파장 308 nm)를 조사광으로 open aperture 상태에서 에너지 투과율을 측정하였고, BaF_2 의 두께는 2 mm, 입사면에서의 빔 반경은 $\omega_0 = 43 \mu\text{m}$, 입사에너지 범위 0.5~15 μJ 에서 측정하였다. 이 그림에서도 곡선 E-3이 실험값과 잘 일치하고 있어 BaF_2 의 2광자 흡수 계수 $\beta = 5.0 \times 10^{-11} \text{ cm/W}$ 를 얻을 수 있었다.

한편, 위에서도 간단히 언급하였던 바와 같이, 본 실험은 조사광의 광강도 변화를 측정하여 굴절률을 측정하는 것이므로 자체집속현상에 의한 광강도의 변화가 발생하여서는 안되며 이는 오차의 중요한 원인이 된다.

이에 따라 조사광이 비선형 매질을 통과할 때 자체집속현상에 의한 매질 출구면에서의 광강도 증가는 다음과 같다.^[21]

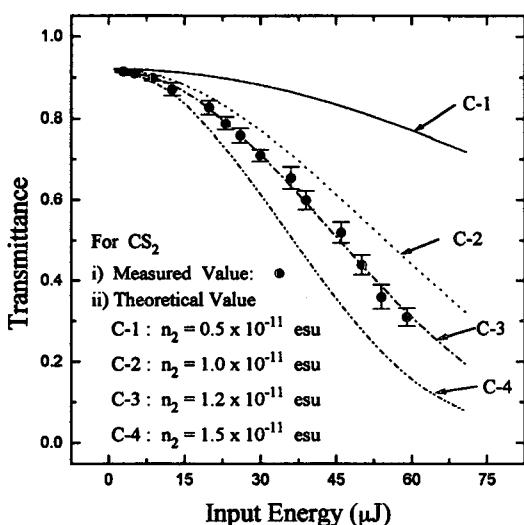


그림 7. 파장 616 nm에서 CS_2 의 비선형 굴절률 n_2 측정.

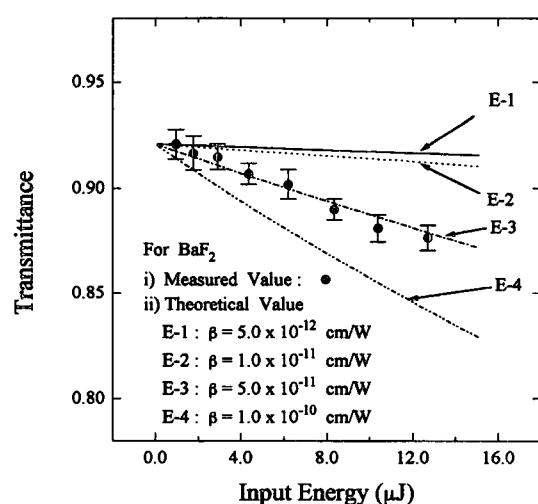


그림 9. 파장 308 nm에서 BaF_2 의 2광자 흡수 계수 β 측정.

$$I_L = \frac{I_0}{1 + \left(1 - \frac{P}{P_c}\right) \frac{L^2}{k_0^2 \omega_0^4}} \quad (17)$$

여기서 I_L 는 출구면에서의 광강도, I_0 는 입사광 광강도, P 는 입사광 최대출력, ω_0 는 레이저 빔 반경, 그리고 P_c 는 자체집속의 임계출력이며 다음과 같다.

$$P_c = \frac{3.72 c \lambda^2}{32 \pi^2 n_2} \quad (18)$$

식 (17), (18)로부터 매질의 출구면에서 조사광의 광강도 증가는 CS_2 의 경우 입사에너지가 최대 $65 \mu J$ 이었고 빔 반경이 $121 \mu m$ 이었으므로 계산하면 1.0043을 얻는다. 이 값은 0.43%로 측정값에 영향을 미치지 못한다. 같은 방법으로 BaF_2 에 대하여는 파장 308 nm에서 0.11%, 616 nm에서 0.03%로 매우 작다. 이러한 결과는 실험값과 전산시뮬레이션의 짜맞춤 그림 6~9에서도 알 수 있다.

V. 결 론

본 연구에서는 광학매질의 비선형 특성을 측정하기 위해 자체집속현상을 이용하는 기존의 측정법과는 다르게, 매질을 통과한 광원의 위상섭동으로 인한 공간적 광강도 분포 변화를 이용하여 비선형 굴절률을 측정하는 far-field 위상 변조량 측정법을 제안하였다.

파장 616 nm, 입사에너지 $64 \mu J$ 인 조사광이 매질 CS_2 를 통과하였을 때, 조사광의 공간적 분포 변화를 실험적으로 측정하였으며 이 실험결과는 수치해석 결과와 잘 일치하였다. 조사광의 이러한 공간적 분포를 조리개를 사용하여 일그러짐 부분을 제거할 때에는 비선형 굴절률을, 사용하지 않을 때에는 비선형 흡수계수를 매질의 투과율 측정으로부터 얻었다.

이러한 방법에 의한 CS_2 와 BaF_2 의 비선형 굴절률 n_2 는 파장 616 nm에서 각각 1.2×10^{-11} esu와 1.0×10^{-13} esu이었고, BaF_2 의 비선형 흡수계수 β 는 파장 308 nm에서 5.0×10^{-11} cm/W이었다. 이 값은 지금까지 발표된 다른 값들과 잘 일치한다.

참고문헌

- [1] J. E. Murry and D. J. Kuizenga, *Appl. Phys. Lett.* 37, 27(1980).
- [2] A. Sullivan, H. Hamster, H. C. Kapteyn, S. Gordon, W. White, H. Nathel, R. J. Blair, and R. W. Falcone, *Opt. Lett.* 16, 1406(1991).
- [3] H. Kondo and T. Tomie, *J. Appl. Phys.*, 75, 3798 (1994).
- [4] M. R. Howells, J. Kirz, and D. Sayre, *Sci. Am.* 264, 88(1991).
- [5] A. L'Huillien, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, *Phys. Rev. A25*, 2503(1983).
- [6] S. Szatmari, *Appl. Phys. B58*, 211(1994).
- [7] J. D. Kmetec, J. J. Macklin, and J. F. Young, *Opt. Lett.* 16, 1001(1991).
- [8] M. J. Weber, D. Milam, and W. L. Smith, *Opt. Eng.* 17, 463(1978)
- [9] T. Y. Chang, *Opt. Eng.* 20, 220(1981).
- [10] E. S. Bliss, D. R. Speck, and W. W. Simmons, *Appl. Phys. Lett.* 25, 728(1974).
- [11] M. D. Levenson, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10, 110(1974).
- [12] A. Owyong, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 110(1973).
- [13] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-26, 110(1990).
- [14] A. E. Siegman, *Laser*, (Oxford University Press, 1986).
- [15] Y. P. Kim and M. H. R. Hutchinson, *Appl. Phys. B49*, 469(1989).
- [16] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1986).
- [17] O. Kittelmann and J. Ringling, *Opt. Lett.* 19, 2053(1994)
- [18] 김용평, 김규욱, 이영우, 김홍식, 응용물리 9, 14(1996).
- [19] W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, *Opt. Commun.* 50, 256(1984).
- [20] D. Milam, M. J. Weber, and A. J. Glass, *Appl. Phys. Lett.* 31, 822(1977).
- [21] J. H. Marburger, *Prog. Quant. Elec.* 4, 35(1975).

**Measurement of the Nonlinear Optical Properties
by use of the Far-Field Phase Modulation Method**

Seong Hoon Kim and Joon Mook Yang

Department of Physics, Chungnam National University, Teajon 305-764, Korea

Yong Pyung Kim

Department of Electronics Engineering, Kyunghee University, Yongin 449-701, Korea

Young Woo Lee

Department of Electronics Engineering, Mokwon University, Teajon 301-729, Korea

Dong Joo Shin and Young Boong Chung

Optics Group, Korea Research Institute of Standards and Science, Taejon, 305-600, Korea

(Received April 30, 1998, Revised manuscript received May 21, 1998)

We have measured nonlinear refractive index and nonlinear absorption coefficient of optical materials by using a far-field phase modulation technique. The phase variation of the probe beam in the nonlinear material is transformed into the spatial phase modulation in the far-field so that the spatial distribution of the optical intensity in conjunction with the computer simulation analysis can give the nonlinear optical constants. We have obtained the nonlinear refractive indices and nonlinear absorption coefficient of CS_2 and BaF_2 by fitting the experimental values and numerical simulation analysis of far-field measurements. The nonlinear refractive indices of CS_2 and BaF_2 were obtained as 1.2×10^{-11} esu and 1.0×10^{-13} esu, respectively at 616 nm, and the nonlinear absorption coefficient of BaF_2 as 5.0×10^{-11} cm/W at 308 nm. These measured values were in good agreement with previous reports.