

원형대칭 빛살 Z-스캔 방법에 의한 광학적 비선형 굴절을 측정

김기훈*, 임용식*, 박종대, 김철민 조창호

* 서울대학교 물리학과

배재대학교 물리학과

Measurements of optical nonlinear refractive index through the Z-scan method with circular symmetric beam

Ki Hoon Kim*, Yong-Sik Lim*,

Jong-Dae Park, Chil-Min Kim, Chang-Ho Cho

* *Department of Physics, Seoul National University*

Department of Physics, Pai Chai University

미소 반도체 BiI_3 콜로이드의 광학적 비선형 굴절을 원형 대칭 빛살을 사용한 Z-스캔 방법으로 측정하였다. 파장 $0.532\mu\text{m}$, 펄스폭 20ns 에서 비선형 굴절율은 주로 열적 요인에 의한 것이었으며, 그 크기는 $1.53 \times 10^{-12}(\text{cm}^2/\text{W})$ 이었고, 비선형 흡수율 크기는 $7.1 \times 10^{-8}(\text{cm}/\text{W})$ 이었다.

The optical nonlinear refractive index of BiI_3 semiconductor microcluster colloid has been measured by the Z-scan method with circular symmetric beam. The value of nonlinear refractive index was $-1.53 \times 10^{-12}(\text{cm}^2/\text{W})$ at $0.532\mu\text{m}$ and the nonlinearities were mainly due to thermal effect induced by 20 ns laser pulse. And the absorption coefficient was measured to be $-7.1 \times 10^{-8}(\text{cm}/\text{W})$

Key words : Z-scan, BiI_3 , nonlinear refractive index, absorption coefficient

I. 서론

광학적 매질의 비선형 굴절을 측정 방법에는 비선형 간섭계¹⁾, 축퇴 4광파 혼합²⁾, 자기 유도 타원 편광축 회전³⁾, 빔 왜곡⁴⁾ 등 여러가지가 알려져 있다. 이들 실험 방법은 비교적 복잡한 실험 장치가 필요하며, 빔 왜곡은 세밀한 파동 진과 분석과 정밀한 측정을 하여야 한다. 최근 Sheik-Bahae 등은 단일 광속의 간단한 실험 장치를 이용하여 광학 매질의 비선형 굴절율과 부호를 동시에 측정할 수 있는 Z-스캔 방법을 개발하였

다.⁵⁾ 간단한 원리 및 측정 방법의 간단함으로 인하여 Z-스캔 방법은 많은 매질의 비선형 광학적 성질의 측정에 이용되었다. 대표적인 비선형 광학 매질인 CS_2 등을 비롯하여, BaF_2 , ZnSe , ZnTe , CdTe 등의 반도체, 액정, 박막 등의 비선형 굴절율 및 흡수 계수가 측정 되었다.⁶⁾ 최근에는 Kerr 렌즈 mode locking의 작용 원리를 설명하는 데에도 Z-스캔 방법의 원리가 이용되었으며,⁷⁾ 레이저 빔이 Gaussian에서 벗어나는 정도를 측정하는 데에도 이용되었다.⁸⁾ 그러나 기존의 Z-스캔 방법은 Gaussian 빛을 이용하였으나 Gaussian이 아닌 빛을 이용한 실험 방법인 EZ

(eclipsing Z-scan) 와 top-hat Z-스캔 방법이 개발되었다.⁹⁾ 미소 반도체에 대한 연구가 지속적으로 진행되어 왔는데,¹⁰⁾ 이들은 입자의 크기가 분자와 체적(bulk) 상태의 중간 크기를 가지고 있어서 분자가 체적(bulk) 상태, 보통 반도체로 되는 과정의 물리적 성질을 연구하는 좋은 재료가 된다. 특히 미소 반도체 BiI₃의 경우, 흡수 에너지 스펙트럼에 띠틈에너지로부터 청색 편이된 몇 개의 흡수선 첨두(peak)들이 보인다. 이들은 미소 반도체가 결정으로 성장하여 가면서 여러가지 특정한 입자 크기에서 보여주는 양자 크기 효과(quantum size effect)라고 알려져 왔다.¹¹⁾ 그러나 BiI₃ 및 PbI₂ 등의 미소 반도체 흡수 스펙트럼이 화학적인 제작 도중 생길 수 있는 화학 성분 I-3의 선형 흡수 스펙트럼과 매우 유사하여 양자 크기 효과가 아닌 화학적 효과에 의한 흡수선일 수도 있다는 보고가 있었다.¹²⁾ 그러나, 아직 이에 대한 충분한 해석이 이루어지지 않고 있다. 한편, 미소 반도체 BiI₃의 비선형 감수율은 4광파 혼합 방법으로 측정된 결과가 보고되었는데 비선형 감수율의 물리적 근원이 외부장에 의한 전자 분포의 왜곡,¹³⁾ 혹은 열에 의한 비선형 감수율 유도 효과로 서로 다르게 보고되었다.¹⁴⁾ 최근 광표백 효과에 의한 비선형 흡수 계수가 포화 흡수 분광학 방법으로 측정되었다.¹⁵⁾

본 연구에서는 미소 반도체 BiI₃ 콜로이드의 비선형 굴절을 및 흡수 계수의 크기와 부호를 Gaussian이 아닌 원형 대칭 빔살 Z-스캔 방법으로 측정한다. 이 방법의 편리함을 확인하고, Gaussian 빔살로 측정된 결과와 비교한다.

II. 원형 대칭 빔살에 의한 Z-스캔 이론

일반적인 원형 대칭 빔살에 의한 Z-스캔 이론을 전개하기 위해 그림1을 가정하자. 처음 입사되는 레이저 빔살은 Gaussian을 포함해서 일반적인 원형대칭으로 가정하자. 입사된 레이저 빔살은 먼저 반경 r_{A1}의 원형 aperture A₁을 통과한 다음 초점거리 f의 렌즈에 의해서 시료에 모아진다. 시료가 얇다는 가정하에 레이저 빔살은 비선형적으로 시료와 반응하고 다시 시료의 출구면에서 Fresnel 회절에 의해 광검출기로 진행된다. 광검출기 D₂ 앞으로 진행한 빔살은 다시 반

경 r_{A2}의 원형 aperture A₂에 의해 차단되고 이를 통과한 레이저 빔살이 광검출기 D₂에 입사한다. 모든 회절 전기장은 일반적으로 Rayleigh-Sommerfeld의 회절 이론 공식에 의해 구할 수 있다.¹⁶⁾ 그러나 광학에서는 잘 알려진 근사식으로 설명될 수 있는데 계산에 필요한 정확도를 위하여 Fresnel 근사를 사용하여 회절된 근사를 구하게 된다. aperture A₁에 의한 것은 유한한 반경 r_{A1}의 원형 렌즈에 의한 Fresnel 회절을 고려한다. 시료 측구면에서 A₂까지의 빛의 진행은 시료의 위상변화를 고려한 Fresnel 근사를 이용하여 기술한다. 시료가 얇아서 시료 내부에서 레이저 빔살의 반경, 세기 등은 변하지 않는다고 가정하고 비선형 굴절율에 의한 효과를 알아 보자.

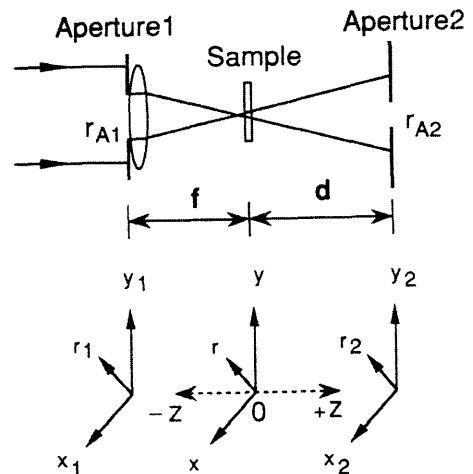


그림1. 원형 대칭 빔살에 의한 Z스캔 이론의 원리도

시료의 위치에서 전기장의 벡터 E_s(r, z)는 일반적으로 Rayleigh-Sommerfeld 회절 공식으로 주어진다.¹⁶⁾

$$E_s(r, z) = \frac{2\pi}{i\lambda} \int_0^{r_1} \frac{E_1(\rho) \exp\left(\frac{-ik\rho^2}{2f} + ikr_{12}\right)}{r_{12}} \rho d\rho \quad (1)$$

여기에서 r₁₂ = √((x-x₁)² + (y-y₁)² + (z+z₁)²)이며, 위의 피적분항의 exp(-ikρ²/2f)는 초점거리가 f인 렌즈로 인한 것이다. 시료의 출구면에서 전기장은

$$E_e(r, z) = E_s(0, 0) F(r, z) \times \exp(-i\Delta\phi |F(r, z)| - \alpha/2L) \quad (2)$$

으로 쓸 수 있다. 여기에서 $\Delta\Phi = k\gamma I_s L_{\text{eff}}$ 이며, γ 는 비선형 굴절률, I_s 는 초점 축상에서 레이저 광의 세기, L_{eff} 는 유효시료 두께로서 $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha_0 L)] / \alpha_0$ 이고, α_0 는 선형 흡수계수, L 은 시료의 길이이다. $F(r, z) = E_s(r, z) / E_s(0, 0)$ 이며, I_s 는 시료면에서의 회절된 전기장의 세기로 식(2)를 적분하면 얻을 수 있다. 만일 입사 빛살이 $1/e^2$ 에너지 폭이 ω_1 인 Gaussian 이라면

$$I_s = I_0 [1 - \exp(-(r_{A1}/\omega_1)^2)]^2 \left(\frac{\pi\omega_1^2}{\lambda f}\right)^2 \quad (3)$$

이 된다. 이 식은 곧 바로 시료의 초점 축상 세기 계산에 사용될 수 있다.

이제 광검출기가 있는 aperture A2에서 전기장 $E_d(r_2, z)$ 은 시료 출구면에서 전기장 $E_e(r, z)$ 로부터 다시 Fresnel 회절에 의해 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} E_d(r_2, z) &= \frac{2\pi \exp(ik(d-z))}{i\lambda(d-z)} \\ &\times \int_0^\infty \exp\left(\frac{ik}{2(d-z)}(\vec{r}_2 - \vec{r})^2\right) E_e(r) r dr \\ &= \frac{2\pi \exp\left[ik(d-z) + \frac{r_2^2}{2(d-z)}\right]}{i\lambda(d-z)} \\ &\times \int_0^\infty J_0\left[\frac{krr_2}{d-z}\right] E_e(r, z) r dr \quad (4) \end{aligned}$$

이다. 여기에서 d 는 시료의 출구면에서 aperture A2 평면까지의 직선거리이며, r_2 는 aperture A2 평면 좌표계의 반경으로 $r_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}$ 이다. J_0 는 제로차 Bessel 함수이다. 와 시료의 위치 z 함수로 표시되는 식(4)의 전기장에서 aperture A2를 통과한 규격화된 투과율을 구할 수 있다. 이를 위해

$$\begin{aligned} E_{dL}(r_2, z) &= \frac{2\pi \exp\left[ik(d-z) + \frac{r_2^2}{2(d-z)}\right]}{i\lambda(d-z)} \\ &\times \int_0^\infty J_0\left[\frac{krr_2}{i\lambda(d-z)}\right] E_e(r, z) \exp\left(-\frac{\alpha_0 L}{2}\right) r dr \quad (5) \end{aligned}$$

인 $E_{dL}(r_2, z)$ 을 정의하면, 이 전기장은 시료의 비선형 굴절률의 위상이동이 없고 선형 흡수만으로

로 세기가 감소되어 회절된 전기장이다. 식(4)와 (5)로부터 반경 r_{A2} 의 aperture를 통과하는 규격화된 투과량은

$$T(z) = \frac{\int_0^{r_{A2}} E_d | (r_2, z) |^2 r_2 dr_2}{\int_0^{r_{A2}} E_{dL} | (r_2, z) |^2 r_2 dr_2} \quad (6)$$

로 주어진다.

비선형 흡수효과에 대하여 생각해 보자. 이때의 규격화된 투과율은 시료를 지난 후의 비선형 흡수에 의한 레이저 광의 세기의 변화와 비선형 굴절률에 의한 위상 이동을 결정함으로써 얻어진다. Gaussian분해 방법으로 얻은 식과⁵⁾ 식

$$\begin{aligned} E_e(r_2, z) &= \frac{E_s(0, 0) F(r, z)}{\sqrt{1+q(z, r)}} \\ &\times \exp\left(i\frac{k\gamma}{\beta} \ln(1+q(z, r) - \alpha_0 L/2)\right) \\ &= E_s(r, z) \exp\left(-\frac{\alpha_0 L}{2}\right) (1+q(z, r))^{ik\gamma/\beta - 1/2} \quad (7) \end{aligned}$$

(2)로부터 시료 출구면의 전기장으로 쓸 수 있다. 여기에서

$$q(z, r) = I_s |F(r, z)|^2 \beta L_{\text{eff}} \quad (8)$$

로 정의된 양이다. $|q| < 1$ 이면 급수형태로 표현이 가능하며, 다시 수치 계산에 편리한 일반적인 형태로 표현하면,

$$\begin{aligned} E_e &= E_s(r, z) \exp\left(-\frac{\alpha_0 L}{2}\right) \left[1 + \sum_{m=0}^\infty \frac{(-i\Delta\Phi|F|)^m}{m!}\right] \\ &\times J_{n-1}^n(1-i(2n-1)\frac{\beta}{2k\gamma}) \quad (9) \end{aligned}$$

이 된다. 식(8), (9)에서 구한 $E_e(r, z)$ 와 $E_s(r, z)$ 로부터 (4), (5), (6)을 적용하면 규격화된 투과율의 이론식을 얻을 수 있다. 이로부터 비선형 굴절률과 비선형 흡수율이 함께 있는 일반적인 시료에서 원형 대칭 빛살 Z-스캔 실험 결과를 해석할 수 있다

III. 원형 대칭 빔살의 Z-스캔 특성

원형대칭 특성을 알아보기 위하여 앞 절에서 논의한 이론식을 토대로 규격화된 투과율을 수치적으로 알아볼 수 있는 프로그램을 작성하였다. 수치 계산에서 중요한 수치 적분은 Gaussian Quadrature (GQ) 방법¹⁷⁾을 이용하여 시간을 줄일 수 있었고, 시간은 더 걸리지만 정확한 구분 구적법에 의한 프로그램도 작성하여 그 결과를 GQ 방법에 의한 결과와 비교 검토한 결과 일치함을 확인하였다. 원형 대칭 빔살의 Z-스캔 특성은 Gaussian 빔살을 입사시켰을 때 얻어진 규격화된 투과율 $T(z)$ 의 모양과 비교함으로써 논의될 수 있다. 즉 Gaussian 빔살을 반경 r_{A1} 의 aperture를 가진 렌즈를 통과시켜 시료를 모아 줄 때 나타나는 $T(z)$ 의 변화점 등이 논의의 대상이다. 최근 원형 대칭 빔살 중 가장 간단한 형태인 top-hat 모양의 입사 빔살에 의한 Z-스캔의 특징과 장점등이 보고 되었고,⁸⁾ 이 경우 입사파가 거의 평면파에 가까운 top-hat 모양의 레이저 빔살에 대해서만 적용되며, 비선형 굴절율만 가진 시료에 국한한 Z-스캔 이론식을 전개하였다. 본 논문의 II절에서는 일반적인 원형 대칭 빔살을 그림1의 aperture A1에 입사시켰을 때 시료가 비선형 굴절율과 흡수계수를 함께 가진 경우에도 적용할 수 있는 Z-스캔 이론식을 전개하였다. 그림2에서는 폭 ω_1 의 Gaussian 빔살이 반경 r_{A1} 의 원형 aperture를 통과한 후 렌즈에 의해 모아질 때, 초점에서의 전기장의 세기 모양과 그 빔살에 의한 Z-스캔 특성이 나와 있다. 그림2(a)는 규격화된 투과율 변화를, (b)는 초점에서의 전기장 세기 변화를 반경 r 의 함수로 보여준다. (a)의 규격화된 투과율 변화에서 aperture 반경이 감소함에 따라 최대 투과율과 최소 투과율의 차이 ΔT_{p-v} 는 감소하고 있으며, 최대 투과율과 최소 투과율의 위치 차이 Δz_{p-v} 는 증가하고 있다. 이러한 경향은 전기장의 모양의 변화에서 이해될 수 있다. 일반적인 Z스캔 실험에서 $I_s(|E_s(0,0)|^2)$ 가 증가하면 ΔT_{p-v} 도 역시 증가하며, Δz_{p-v} 는 빔살 폭의 제곱에 비례한다. 이로부터 같은 침투 세기를 가진 Gaussian 빔살을 유한한 반경의 aperture를 통과시켜 얻은 Z-스캔의 규격화된 투과율은 본래보다 감소된 ΔT_{p-v} 와 증가된 Δz_{p-v} 를 보이는 것으로 정리될 수 있

다. 또 ΔT_{p-v} 의 감소와 Δz_{p-v} 의 증가 정도는 aperture 반경과 Gaussian 빔살 폭의 비가 감

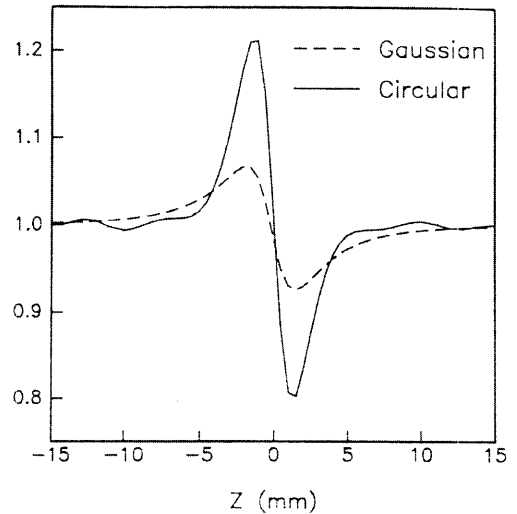


그림2. Gaussian 입사 빔살의 세기가 같고 aperture의 반경을 변화시킬 때의 결과:

- (a) 전형적인 음의 비선형 굴절율을 가진 시료에서의 Z-스캔 결과,
- (b) 초점에서 시료에 입사되는 전기장 절대값 $|E_s(r, 0)|$ 의 반경에 따른 변화 안 그림은 초점 축상의 전기장 값으로 규격화된 빔살 세기 $|E_s(r, 0)|/|E_s(0, 0)|^2$ 의 초평면 반경에 따른 변화

소할 때 커지고 있다.

위의 Z-스캔 특성은 aperture A1에 입사된 레이저 침투 세기가 일정한 경우이다. 그러나 시료 초점 축상에서의 레이저 빔살의 세기가 같은 Gaussian과 원형 대칭 빔살은 이와는 다른 특성을 보여준다. 그림3은 시료 초점 축상에서 생기는 레이저 광의 세기 I_s 가 살 때 Gaussian 빔살과 원형 대칭 빔살의 $T(z)$ 가 나타나 있다. 실선은 $r_{A1}/\omega_1 \sim 0.2$ 로 입사하는 원형 대칭 빔살에 의한 Z스캔 결과로 $\Delta \Phi_0 = 0.157$ 인 경우이다. 점선은 원형 대칭 빔살의 전기장과 초점에서 같은 세기와 같은 폭을 갖는 Gaussian 빔살의 Z-스캔 결과이다.

여기서 원형 대칭 빔살의 초점에서 폭은 세기가 침투값의 $1/e^2$ 에 해당하는 반경 r 로 택하였다. 이 그림에서 보면 $\Delta \Phi_0$ 에 대하여 원형 대칭 빔살의 경우 Gaussian 보다 더 민감한 투과율의 변화를 보인다. 이 사실로부터 같은 세기를 가진

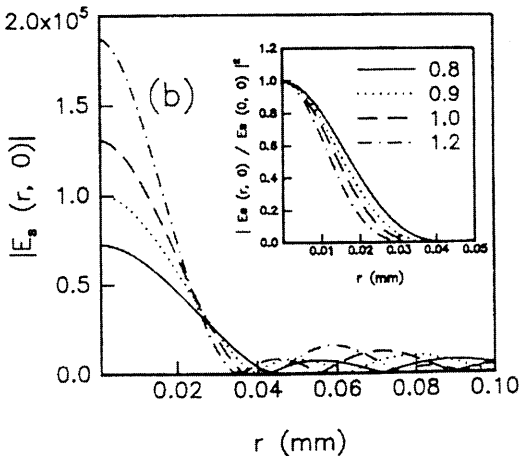
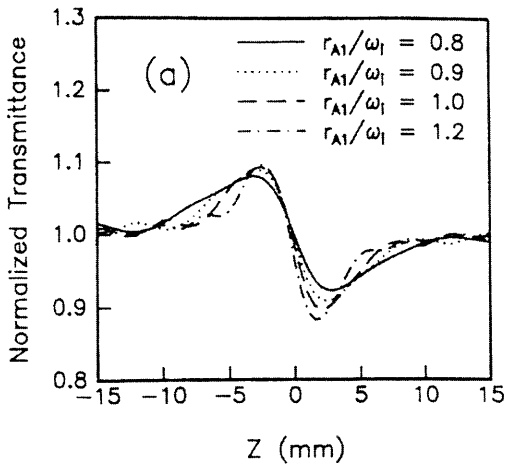


그림3. 시료에 입사되는 빛살의 초점 축상의 세기 I_s 가 같을 때 gaussian 과 원형 대칭 빛살의 Z-스캔 특성. ($r_{A1}=1.1(\text{mm})$, $\omega_l = 5.433(\text{mm})$, $I_s = 90 \text{ MW/cm}^2$ 이며, Gaussian의 폭은 원형 aperture 를 통과한 후 시료면에서 회절된 전기장 세기가 $1/e^2$ 되는 반경으로 곳을 반경으로 가정함)

입사 빛이라도 원형 aperture를 사용하여 얻은 빛살이 Gaussian의 경우보다 비선형 계수 측정에 더 민감하고 편리함을 알 수 있다. 그림3에 의하면 주어진 상수에서 원형 대칭 빛살이 Gaussian의 경우보다 약 2.9배의 증가된 ΔT_{p-v} 를 보이고 있다. 그림에서 원형 대칭 빛살의 경우 $(T_p-1)/(1-T_v) \approx 1.17$ 이고 Gaussian의 경우 $(T_p-1)/(1-T_v) \approx 0.88$ 와 같다.

IV. 실험 및 결과

원형 타원 빛살 Z-스캔 방법에 의한 광학적 매질의 비선형성을 측정하기 위한 실험장치는 그림4 와 같다.

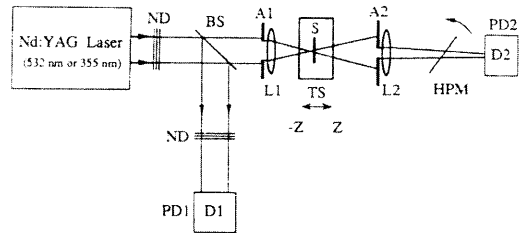


그림4. Z-스캔 실험 장치도

시료의 비선형 굴절율과 흡수율을 조사하기 위해 Q-스윗칭된 Nd:YAG 레이저 (Quanta Ray, GCR16) 의 제2 고조파(파장 532nm)를 이용하였다. 시료는 모터에 의해 자동으로 이동되는 이동대 위에 설치하였고, 레이저 빛살을 집중시키기 위해 초점거리 10 cm 렌즈를 사용하였다. 입력 레이저 광의 세기는 ND 필터와 글렌-탐슨 편광 프리즘 등으로 조정하였다. 신호광의 측정에는 빛살 가리개로 빛살을 나눈 다음, 시료를 투과한 신호광과 기준 빛살을 PIN광 검출기로 받아서 디지털 오실로스코프(LeCroy 9310)의 입력으로 사용하였다. 기준 및 신호광의 에너지량은 오실로스코프의 적분기능과 평균기능을 사용하여 측정하였다. 이 값에서 $D1/D2$ 를 구하고, 다시 선형 효과만 나타나는 레이저 세기가 낮은 영역의 $D1/D2$ 로 다시 규격화 하였다. 시료의 위치 z 는 0.5mm 단위로 자동으로 이동되도록 하였으며, z 위치 한 점대하여 대부분의 수백 번의 펄스로 반복해서 실험하였다. 렌즈에 입사하는 레이저 광속의 직경은 3mm, 조리개 구경은 $S=0.148, 0.102, 0.156$ 등 다양하게 변화시키면서 실험하였다.

본 실험에서 사용한 미소 반도체 BiI_3 는 $\text{KI}2.08\text{g}(0.05\text{M})$ 을 250ml H_2O 와 섞은 수용액 4ml와 $\text{Bi}(\text{NO}_2)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O} 1.212\text{g}(0.01\text{M})$ 을 질산 3ml, $\text{H}_2\text{O} 250\text{ml}$ 와 섞은 수용액 4ml를 Acetonitrile 대 Methanol 을 여러가지 비율로 섞은 용매에 혼합하여 준비하였다. 선형 흡수율의 측정은 UV-Visible Diode Array Spectrophotometer (HP 8452A) 를 사용하여 측정하였다. 먼저 매질의 비선형성을 Z-스캔 방법으로

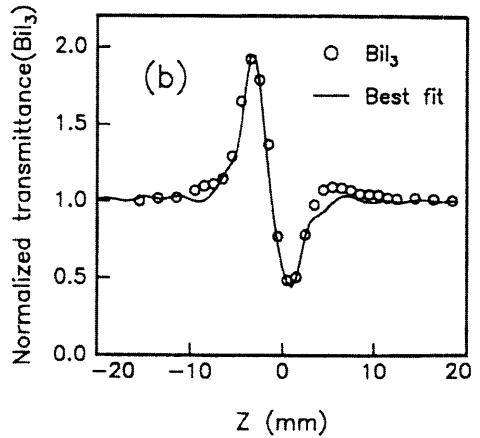
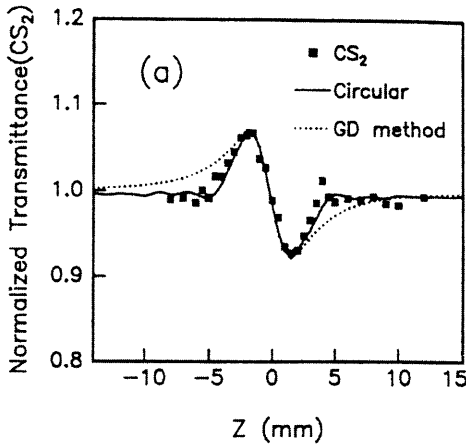


그림5 같은 조건에서 측정된 CS₂ 와 BiI₃의 실험값을 원형 대칭 빔살 Z-스캔 이론으로 분석한 결과

- (a) 표준 시료 CS₂의 결과: 점선은 Gaussian 분해 방법에 의한 최적 이론 곡선 이고, 실선은 원형 대칭 빔살 이론으로 분석한 결과
- (b) 시료 BiI₃ 콜로이드의 결과: 비선형 흡수를 고려한 원형 대칭 빔살의 최적 이론 곡선

정확히 측정할 수 있는지를 확인하기 위해 비선형 굴절율이 잘 알려진 이황화탄소 CS₂를 택하여 BiI₃와 함께 파장 532nm에서 펄스폭 80ns로 실험하였다. 이 때 BiI₃ 시료는 16ml의 Acetonitrile 용매 속에서 혼합되었다. CS₂와 BiI₃를 각각 두께 1 mm 수정 cell에 넣어서 같은 조건에서 측정된 결과가 그림5의 (a) 와 (b)이다. 이 결과에서 비선형 굴절율의 부호는 두 시료 모두 음임을 마루-골의 곡선에서 알 수 있다. CS₂의 비선형 굴절율이 음인 것은 참고 문헌 (5)에서 300 ns 펄스폭으로 실험한 결과와 일치하며, 이 경우 비선형성이 열적 요인에서 기인함으로 알려져 있다. 점선은 Gaussian 분해 방법에 의한 이론선으로 |z|가 커짐에 따라서 이론선과 멀어짐을 알 수 있다. 이 경우 입사 빔살을 Gaussian으로 가정하고 Gaussian분해 방법에 의한 이론선 결과에서 세기 I_G 와 비선형 굴절율 γ_G를 결정하면 각각 90MW/cm² 과 -2.55 x 10⁻¹³cm²/W로 주어진다. 그림의 실선은 원형 대칭 빔살의 최적 이론선이다. 이로부터 Δn은 약 -1.26 x 10⁻⁵를 얻었다. 이 값은 보고된 300ns 펄스에서 보인 CS₂의 열적 요인의 비선형 굴절율의 결과보다 두 order 정도 작은 값이다. I_s는 44.2 MW/cm² 이므로 Δn으로부터 비선형 굴절율의 크기는 -2.85 x 10⁻¹³cm²/W로 주어진다. 이 값은 Gaussian 근사의 결과와 10% 이내에서 일

치하지만 침투의 광 세기는 Gaussian 근사보다 약 2배 정도 작게 된다. 즉 낮은 초점 축상 세기로도 비선형 굴절율에 의한 투과율의 변화가 크므로 cell이 타지 않는 낮은 power에서 쉽게 비선형성을 측정할 수 있다. 위와 같은 조건에서 BiI₃를 측정된 결과가 그림5 (b)이다. 비선형 흡수를 고려한 이론식을 적용하여 얻은 최적 근사선을 구할 수 있다. 이로부터 Δn은 약 -6.75 x 10⁻⁵로 주어지며, 비선형 굴절율의 크기 γ로는 -1.53 x 10⁻¹²cm²/W 이 된다. 이 경우 비선형 흡수율의 크기 α는 -7.1 x 10⁻⁸cm/W 이다.

V. 결론

파장 0.532μm, 80ns의 레이저 펄스를 사용하여 원형 대칭 빔살 Z-스캔 방법으로 측정된 미소 반도체 BiI₃ 콜로이드 용액의 비선형 굴절율은 열적인 영향의 비선형 굴절율을 보였다. BiI₃의 비선형 굴절율은 0.532μm에서 -1.53 x 10⁻¹²cm²/W 이었다. Gaussian 펄스로 측정된 결과인 -5.67 x 10⁻¹²(cm²/W)와는 차이를 보이고 있다.

참고문헌

- 1) M. J. Weber, D. Milam, and W. L. Smith, *Opt. Eng.* 17, 463 (1978).
- 2) S. R. Friberg and P. W. Smith, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23, 2089 (1987).
- 3) A. Owyong, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-9, 1064 (1973).
- 4) W. E. Williams, M. J. Soileau, and E. W. Van Stryland, *Opt. Commun.* 50, 256 (1984).
- 5) M. Sheik-babae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, *Opt. Lett.* 14, 955 (1989); M. Sheik-Bahae et. al. *IEEE J. Quantum Electron.* QE-26, 760 (1990).
- 6) A. A. Said, M. Sheik-bahae, D. J. Hagan, T. H. Wei, J. Wang, J. Young, and E. W. Van Stryland, *J. Opt. Soc. Am.* B9, 405 (1992); R. F. Haglund et. al., *Nucl. Instr. and Meth.* B 47, 193 (1990).
- 7) A. Agnesi and G. C. Reali, *Opt. Lett.* 18, 717 (1993).
- 8) A. Agnesi, G. C. Reali, and A. Tomaselli, *Opt. Lett.* 17, 1764 (1992).
- 9) W. Zhao and P. Palffy-Muhoray, *Appl. Phys. Lett.* 63, 1613 (1993) T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, and E. W. Van Stryland, *Opt. Lett.* 19, 317 (1994)
- 10) 고도경, 박사학위 청구논문, 서울대 물리학과 (1992); P. Horan and W. Blau, *Phase Transitions* 24-26, 605 (1990).
- 11) C. J. Sandroff, S. P. Kelty, and D. M. Hwang, *J. Chem. Phys.* 85, 5337 (1986).
- 12) O. I. Miccic, L. Zongguan, J. C. Sullivan, *J. Phys. Chem.* 91, 6221 (1987).
- 13) D. Sarid, B. K. Rhee, and B. P. McGinnis, *Appl. Phys. Lett.* 49, 1196 (1986).
- 14) P. Horan and W. Blau, *J. Chem. Phys.* 92, 4139 (1990).
- 15) D. K. Ko, J. H. Lee, J. S. Chang, and B. K. Rhee, *J. Opt. Soc. Am.* B 9, 203 (1992).
- 16) M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, Oxford, 1980), chap. 8.
- 17) W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W.T. Vetterling, *Numerical Recipes in C*, (Cambridge Univ. Press. Cambridge, 1990), chap. 4