

碩士學位論文

펄스 레이저를 이용한
3차원 물체측정



濟州大學校 大學院

物理學科

高頭成

2002 年 12 月

펄스 레이저를 이용한 3차원 물체측정

指導教授 劉 榮 勳
高 頭 成

이 論文을 理學 碩士學位 論文으로 提出함
2002 年 12 月



高頭成의 理學 碩士學位 論文을 認准함

審査委員長 _____
委 員 _____
委 員 _____

濟州大學校 大學院

2002 年 12 月

3 Dimensional Material Measurement using Femtosecond Pulse Laser

Doo-Sung Ko

(Supervised by Propessor Young-Hun Yu)

A thesis submitted in partial fulfillment of the requirements for the
degree of Master of Science

2002. 12.

This thesis has been examined and approved.

2002.

Department of Physics
GRADUATE SCHOOL
CHEJU NATIONAL UNIVERSITY

목 차

SUMMARY.....	1
I. 서 론.....	2
II. 이 론.....	4
1. 극초단 펄스 모양.....	4
2. 제 2고조파 발생 원리.....	5
3. 자체 상관 함수	7
III. 실험 방법 및 장치.....	9
1. 실험 방법.....	9
2. 실험 장치.....	10
IV. 결과 및 논의.....	11
1. 전산기 시늉 결과.....	11
2. 3차원 측정 결과 및 논의.....	15
V. 결 론.....	19
VI. 참고 문헌.....	20



SUMMARY

We have studied the 3-dimensional(3d) measurement method by time-flight method. To measure the thickness difference of 3d material, we have done the computer simulation and experiment. We found that the measurement of 3d material by time-flight method is possible and accuracy of measurement depends on the dispersion of material. To improve the accuracy of measurement, the FWHM(Full Width at Half Maximum) of pulse laser and dispersion of material should be decreased.

We have measured the relative thickness difference of 3d material which has a different thickness $150 \mu m$ by means of non-scanning method using time-flight method of pulse laser. The result of measurement was the relative thickness difference $138 \mu m$. It had the difference $12 \mu m$ compared to $150 \mu m$ which was measured by micrometer.

There was some difference between dimension by time-flight method and real dimension, but we have confirmed the possibility that the thickness difference 3d material can be measured by means of time-flight method, not by scanning method.

I. 서론

펨토초(10^{-15} s) 펄스 레이저를 이용하여 토끼눈의 각막 측정, 인간 피부의 표피 구조에 대한 연구(J. G. Fujimoto 등(1986))와 생물 조직의 시각화, 동력학 진행과정의 조사, 질병의 진단(B. Bouma 등(1995)), 그리고 반도체에서 기본적인 확산의 진행과정을 측정하는(T. D. Donnelly 등(1998)) 연구가 진행되고 있다. 이와 같이 펨토초 펄스 레이저를 이용한 연구가 급속도로 발전하게 된 이유는 연속파 레이저(continuous wave laser) 를 이용하여 상대적인 길이 차를 갖는 3차원 물체를 측정할 때 주사방식을 사용하므로 측정이 복잡해지기 때문이다. 연속파 레이저로 물결무늬의 지형도와 같은 3차원 영상을 얻는 방법에는 여러가지가 있는데(H.Takasaki(1973)), 대부분은 영상을 바로 측정할 수 없고, 자료를 얻은 후 복잡한 영상 처리가 요구된다. 그리고 동적인 물체를 측정할 때는 시간에 대한 정보가 중요한데, 공간에 관한 정보만 갖고 있는 연속파 레이저는 시간에 관한 정보를 얻기 위해 시간변환을 시켜야 하는 어려움이 있다.

기존의 주사방식과 펄스 레이저를 이용하면 3차원 측정이 가능하고, 펄스 레이저를 이용하여 3차원 물체의 상대적인 길이 차를 측정하는 방법은 시료의 위치를 변화시켜 시료에서 투과 또는 반사되는 빛의 기준경로가 같은 위치를 측정하여 길이를 알아내는 방법으로 이는 펄스 레이저의 특성 중 하나인 공간정보를 이용하는 것이다. 그리고 펄스 레이저는 시간과 공간적으로 국한되어 있어 펄스의 비행 시간(time-of-flight)을 이용하여 물체의 상대적인 길이와 모양과 같은 공간 축에 대한 정보 측정이 용이하고, 이를 이용하면 빔을 주사하지 않고도 빔 크기 내의 3차원 측정이 가능하다.

펨토초 펄스 레이저의 비행 시간 정보를 이용하기 위해서는, 펄스의 시간 정보를 갖는 반치폭 측정이 필요하다. 이를 위하여 간섭계와 비선형 물질의 비선형 효과를 이용하면 반치폭 측정이 가능하다(F. Zernicke(1964), M. Choy 등(1976), C. Diels(1996), Jing-yuan Zhang 등(1998)).

본 연구에서는 비선형 물질 BBO(Beta Barium Borate)을 사용하여 펄스 레이저의 반치폭을 측정하였고, 연속파 레이저를 이용하여 상대적인 길이 차를 갖는 3차원 물

체를 주사방식으로 측정하였을 때 발생하는 복잡함과 시간 변환의 어려움을 해결하고자, 중심파장이 800 nm 이며, 반치폭이 100펨토초인 모드록된 펄스 레이저와 시간 지연 경로를 이용하여 비주사방식으로 두께 차가 있는 3차원 물체의 상대적인 두께차를 측정하여 주사방식의 어려운 문제들을 해결하고자 하였다.



II. 이론

1. 극초단 펄스 모양

z 축으로 진행하는 펄토초 펄스는 Gaussian 포락선으로 조정된 전기장이고 식(1)과 같다(J. C. Diels(1996), C. Rulliere(1998)).

$$E(t, z) = Re \left[\hat{\varepsilon} E_0 \exp \left(-\frac{\left(t - \frac{nz}{c} \right)^2}{\tau^2} \right) \exp(i (\omega_0 t - kz)) \right] \quad (1)$$

여기서, $\hat{\varepsilon}$ 는 편광 벡터, k 는 파수, E_0 는 진폭, ω_0 는 각주파수, $\tau = \frac{\tau_p}{\sqrt{2 \ln 2}}$ 이고, τ_p 는 식(2)와 같이 표현된다.

$$\tau_p (\text{FWHM: Full Width at Half Maximum}) = \sqrt{2 \ln 2} \tau \quad (2)$$

편광을 고려하지 않으면 식(1)은 다음과 같다.

$$E(t) = Re \left[E_0 \exp \left(-\frac{t^2}{\tau^2} \right) \exp(i \omega_0 t) \right] \quad (3)$$

2. 제 2고조파 발생 원리

제 2 고조파는 결정의 특성인 분극도와 관계된다. 결정의 광 분극(p)은 다음 식과 같다.

$$p(t) = -Nex(t) \quad (4)$$

여기서, e 는 전자의 전하량, N 은 전자 부피 밀도, x 는 평형위치에서의 전자의 전하량 편차이다.

비대칭 결정에서의 퍼텐셜(V)은 다음 식과 같다.

$$V(x) = \frac{m\omega_0^2}{2}x^2 + \frac{m}{3}Dx^3 + \dots \quad (5)$$

여기서, m 은 전자 질량, ω_0 는 공명 주파수, D 는 비조화 계수이다.

식(5)는 전자에 대한 복원력에 대응되고 다음 식과 같다.


$$F = -\frac{\partial V(x)}{\partial x} = -(m\omega_0^2x + mDx^2 + \dots) \quad (6)$$

비선형 분극과 유도 전기장사이의 관계를 설명하기 위해 복원력과 구동 전기장 $E^{(\omega)} \cos \omega t$ 를 이용하면 전자의 운동 방정식은 다음 식과 같다.

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} + \sigma \frac{dx(t)}{dt} + \omega_0^2x(t) + Dx^2(t) = -\frac{eE^{(\omega)}}{2m}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (7)$$

여기서, σ 는 전기 전도도이다.

식(7)에서 Dx^2 항이 2ω 에서의 진동을 나타내므로 해 $x(t)$ 를 다음 식과 같이 가정한다.



제주대학교 중앙도서관
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY

$$x(t) = \frac{1}{2}(q_1 e^{i\omega t} + q_2 e^{2i\omega t} + c.c.) \quad (8)$$

여기서, $c.c.$ 는 복소 공액, q_1, q_2 는 기본 주파수($e^{i\omega t}$)와 제 2 고조파($e^{2i\omega t}$) 각각의 진폭이다.

식(8)을 식(7)에 대입시키면 다음 식과 같다.

$$\begin{aligned} & -\frac{\omega^2}{2}(q_1 e^{i\omega t} + c.c.) - 2\omega^2(q_2 e^{2i\omega t} + c.c.) + \frac{i\omega\sigma}{2}(q_1 e^{i\omega t} - c.c.) \\ & + i\omega\sigma(q_2 e^{2i\omega t} - c.c.) - \frac{\omega^2}{2}(q_1 e^{i\omega t} + q_2 e^{2i\omega t} + c.c.) \\ & + \frac{D}{4}(q_1^2 e^{2i\omega t} + q_2^2 e^{4i\omega t} + q_1 q_1^* + 2q_1 q_2 e^{3i\omega t} \\ & + 2q_1 q_2^* e^{-i\omega t} + q_2 q_2^* + c.c.) = \frac{-eE^{(\omega)}}{2m}(e^{i\omega t} + c.c.) \quad (9) \end{aligned}$$

식(9)이 모든 시간에 대해서 유효하다면, $e^{\pm i\omega t}$ 와 $e^{\pm 2i\omega t}$ 의 계수는 모두 같다.

먼저 $e^{i\omega t}$ 의 계수를 다음과 같이 가정하면 $|Dq_2| \ll [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\sigma^2]^{1/2}$ 다

음 식과 같다.

$$q_1 = -\frac{eE^{(\omega)}}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\sigma} \quad (10)$$

ω 에서 분극은 다음 식과 같다.

$$p^{(\omega)}(t) = -\frac{Ne}{2}(q_1 e^{i\omega t} + c.c.) \equiv \frac{\epsilon_0}{2} [\chi(\omega) E^{(\omega)} e^{i\omega t} + c.c.] \quad (11)$$

여기서, $\chi(\omega)$ 는 전기 감수률이고 다음 식과 같다.

$$\chi(\omega) = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\sigma]} \quad (12)$$

$e^{2i\omega t}$ 의 계수를 구하면 다음 식과 같다.

$$q_2(-4\omega^2 + 2i\omega\sigma + \omega_0^2) = -\frac{1}{2} Dq_1^2 \quad (13)$$

식(10)을 식(13)에 대입하면 다음 식과 같다.

$$q_2 = \frac{-De^2(E^{(\omega)})^2}{2m^2[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\sigma]^2(\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\sigma)} \quad (14)$$

2ω 에서 비선형 분극은 다음 식과 같다.

$$p^{(2\omega)}(t) = -\frac{Ne}{2}(q_2 e^{2i\omega t} + c.c.) \equiv \frac{1}{2}\{d^{(2\omega)}[E^{(\omega)}]^2 e^{2i\omega t} + c.c.\} \quad (15)$$

여기서, $\frac{1}{2}\{d^{(2\omega)}[E^{(\omega)}]^2 e^{2i\omega t} + c.c.\}$ 는 비선형 광학 계수 $d^{(2\omega)}$ 로 정의된다.

분극의 복소 진폭을 $P^{(2\omega)}$ 라면, 식(15)는 다음 식과 같다.

$$p^{(2\omega)}(t) = \frac{1}{2}[P^{(2\omega)} e^{2i\omega t} + c.c.]$$

$$P^{(2\omega)} = d^{(2\omega)} E^{(\omega)} E^{(\omega)} \quad (16)$$

$d^{(2\omega)}$ 는 기본 진폭의 제곱과 2ω 에서 분극 진폭의 비이고 다음 식과 같다.

$$d^{(2\omega)} = \frac{-DNe^3}{2m^2[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\sigma]^2(\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\sigma)}$$

$$= \frac{mD[\chi^{(\omega)}]^2 \chi^{(2\omega)} \epsilon_0^3}{2N^2 e^3} \quad (17)$$

여기서, 비선형 광학 계수 $d^{(2\omega)}$ 는 선형 광학 전기 감수율 χ 와 비조화 계수 D 와 관계된다 (Amnon Yariv(1985)). 이런 관계식을 가지고 다양한 결정에서 계수 $d^{(2\omega)}$ 의 크기를 예상할 수 있다 (Miller 등(1964), Garret 등(1966)). 앞에서 본것과 같이 ω 주파수를 가지는 두 개의 전기장이 비선형 물질에 동시에 입사되면 제 2고조파(2ω)를 발생시킬 수 있음을 알 수 있다. 이를 이용하여 두 개의 전기장 펄스를 시간 간격을 두고 입사시키고 제 2고조파의 세기를 측정하면 두 레이저 펄스의 지연 시간과 펄스 레이저의 반치폭을 측정할 수 있다.

3. 자체 상관 함수

펄스초 시간 영역에 관한 시간 측정의 일반적인 방법은 간접계 자체 상관 함수 측정을 사용한다(J. C. Diels(1996)).

두 펄스의 간섭에 의한 비선형 물질에서의 자체 상관 함수를 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$G_{2\omega}(\alpha) = \frac{1}{T} \int_{-T}^T [|E(t-\alpha) + E(t)|^2]^2 dt \quad (18)$$

여기서, T 는 검출기의 응답 시간, α 는 두 펄스의 시간차이다.

식(3)의 복소수 형식을 이용하면 다음 식과 같다.

$$E(t-\alpha) = E_0 \exp\left(-\frac{(t-\alpha)^2}{\tau^2}\right) \exp(i \omega_0(t-\alpha))$$

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp(i \omega_0 t) \quad (19)$$

식(19)을 식(18)에 대입하여 전개하면 다음 식과 같이 된다.

$$G_{2\omega}(\alpha) = \frac{1}{T} \int_{-T}^T [(E_0 \exp(-\frac{(t-\alpha)^2}{\tau^2}) \cos \omega_0(t-\alpha) + E_0 \exp(-\frac{t^2}{\tau^2}) \cos \omega_0 t)^2]$$

$$\begin{aligned}
& + (E_0 \exp(-\frac{(t-a)^2}{\tau^2}) \sin \omega_0(t-a) \\
& + E_0 \exp(-\frac{t^2}{\tau^2}) \sin \omega_0 t)^2 \quad (20)
\end{aligned}$$

이와 같은 자체 상관 함수의 2ω 항과 비선형 매질을 이용하면 레이저 펄스의 반치 폭뿐만 아니라 자체 상관 함수의 최대치를 측정함으로써 시료에 의한 경로차를 측정할 수 있다.

III. 실험 방법 및 장치

1. 실험 방법

펄스 레이저를 이용한 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 측정하기 위한 실험 개략도는 Fig. 1과 같다. 타이타늄 사파이어를 이용한 중심파장 800 nm 인 펨토초 펄스 레이저를 발생시키기 위하여 펌프빔으로는 파장 532 nm 인 반도체 레이저를 사용하였고, 펄스 레이저의 펄스 넓이를 줄이기 위해 SPO(Short Pulse Option)를 이용하여 100펨토초 정도로 줄였다. 광 분할기는 동일한 펄스를 두 개의 펄스로 나누기 위하여 사용하였고, 두 펄스의 시간차를 조절할 수 있는 시간 지연 경로(DL: Delay Line)를 설치하였다. BBO 결정은 제 2고조파 신호를 발생시켜 반치폭을 측정하기 위한 것이고, 광 검출기로는 PMT(Photo-Multiplier Tube)를 사용하였다. PMT에서 검출된 신호의 신호대 잡음비를 증가시키기 위하여 광 chopper와 lock-in amplifier를 사용하였다. BBO 결정에서 나온 빔이 기준 펄스(800 nm)와 제 2고조파 펄스(400 nm)가 동시에 발생하므로 800 nm 를 제거할 수 있고 특정 파장 영역인 400 nm 만 투과할 수 있는 필터를 사용하였다.

2. 실험 장치

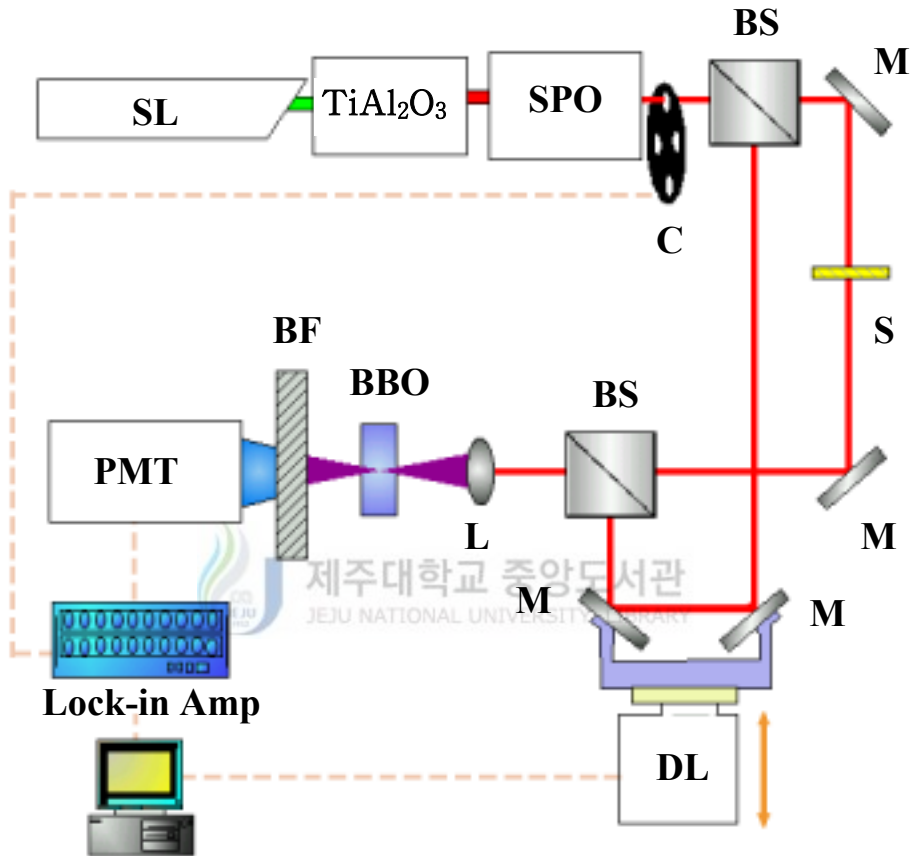


Fig. 1. The schematic diagram of experimental set-up, SL: Semiconductor Laser, $TiAl_2O_3$: Titanium sapphire Laser, SPO: Short Pulse Option, C: Chopper, BS: Beam Splitter, M: Mirror, S: Sample, DL: Delay Line, L: Lens, BF: Bandpass-Filter, PMT: Photo-Multiplier Tube.

IV. 결과 및 논의

1. 전산기 시뮬 결과

Fig. 2은 비선형 물질에서 두 펄스의 간섭정도를 이용하여 펄스의 반치폭을 측정하기 위해서 식(20)에 진폭 $E_0 = 1$, 반치폭 100 fs , 검출기의 응답시간 $T = 1 \text{ ns}$, $\tau = 100 \times 10^{-15} / \sqrt{2 \ln 2}$ 와 같은 수치값을 대입하여 전산기 시뮬한 결과이다.

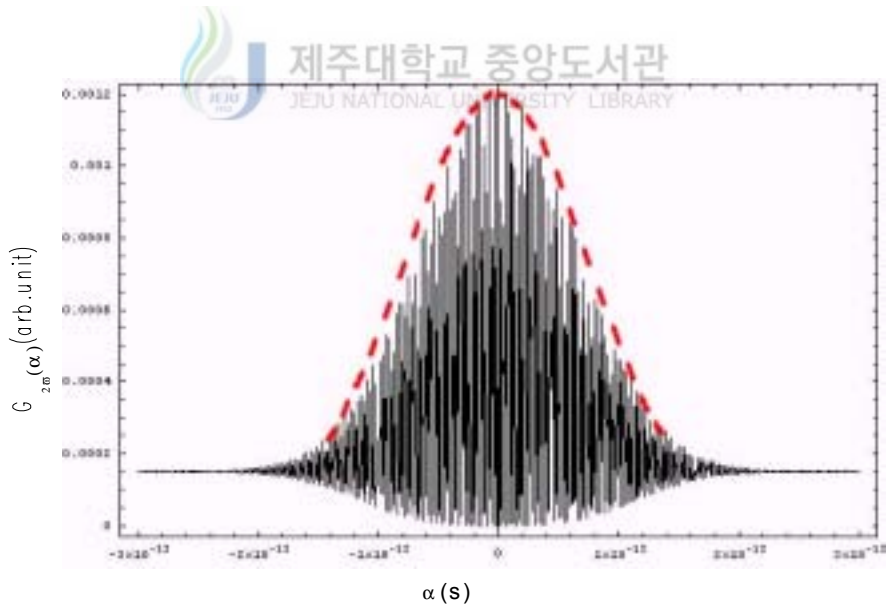


Fig. 2. Computer simulation of autocorrelation function with two pulses.

Fig. 2에서 실선은 한 공간에 수많은 주파수가 있고 이들에 대한 간섭 형태를 보여주고 있다. 여기서, 많은 주파수의 국한된 형태가 나타나는 이유는 식(20)에서 cosine과 sine이 두 펄스의 시간차 α 에 의해서 위상차가 변하기 때문이다. 이와 같이 한 공간에 국한된 수많은 주파수가 하나의 군(group)과 같이 진행하고, 그 군 형태가 점선과 같이 Gaussian 모양이 된다. 따라서 세기가 Gaussian 모양 $[\exp(-t^2/\tau^2)]$ 의 형태가 된다. Fig. 2에서 펄스 레이저의 반치폭은 100 fs 이고, 거리로 나타내면 $30\text{ }\mu\text{m}$ 가 된다.

Fig. 3은 한 쪽 경로에 두께가 $150\text{ }\mu\text{m}$ 이고, 굴절률 $n=1.4$ 인 유리를 사용하여 두 개의 펄스가 경로차가 있을 때 식(20)을 전산기 시뮬한 결과이다.

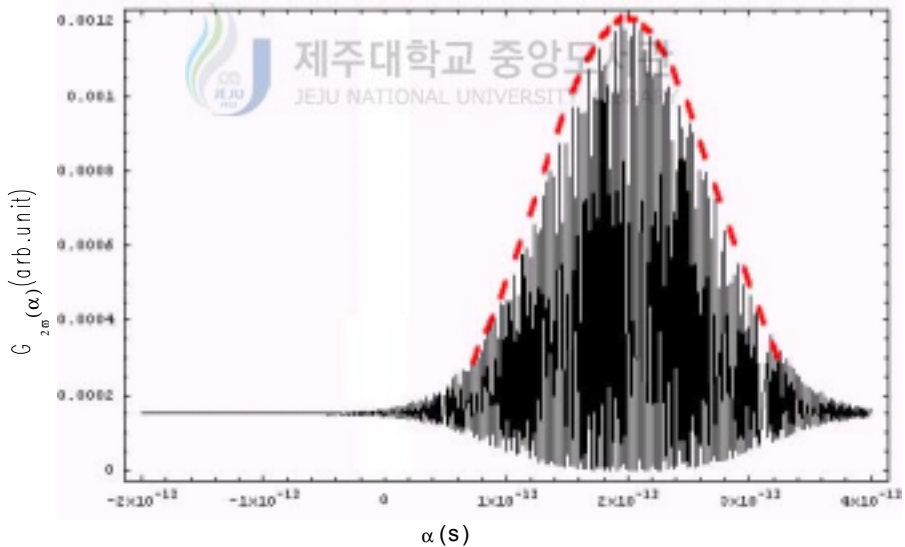


Fig. 3. Computer simulation of beam done through glass with thickness $150\text{ }\mu\text{m}$.

Fig. 3에서 Fig. 2의 Gaussian 최대점이 오른쪽으로 200 fs 이동한 형태를 볼 수 있는데, 이것을 거리로 나타내면 $60 \mu\text{m}$ [유리두께 $(150 \mu\text{m}) \times (n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}})$]이 된다. 따라서 이 결과에서 알 수 있듯이 펄스 레이저의 비행 시간 정보를 이용하여 3차원 물체의 두께를 비주사방식으로 측정할 수 있다는 것을 알 수 있었다. 여기서는 단지 펄스의 이동만을 고려한 것이므로 펄스 레이저의 반치폭은 Fig. 2의 100 fs 와 같다.

Fig. 4에서 시료의 두께 차를 측정하기위해서 Fig. 1의 시료 위치에 두께가 각각 $150 \mu\text{m}$ 와 $300 \mu\text{m}$ 인 계단모양의 두께 차를 갖는 유리의 경계부분에 입사되는 빔의 방향을 나타내었다.

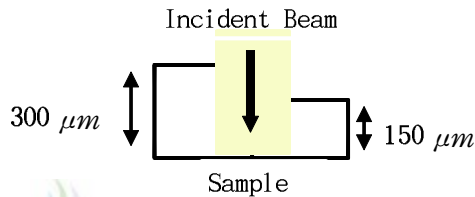


Fig. 4. Beam direction incident into sample.

Fig. 5는 한 쪽 경로에 두께가 $150 \mu\text{m}$ 와 $300 \mu\text{m}$ 인 두께 차가 있는 유리의 경계부분에 펄스 레이저를 입사시켰을 때 두 펄스의 경로차를 계산하기 위해 식(20)을 전산기 시뮬한 결과이다.

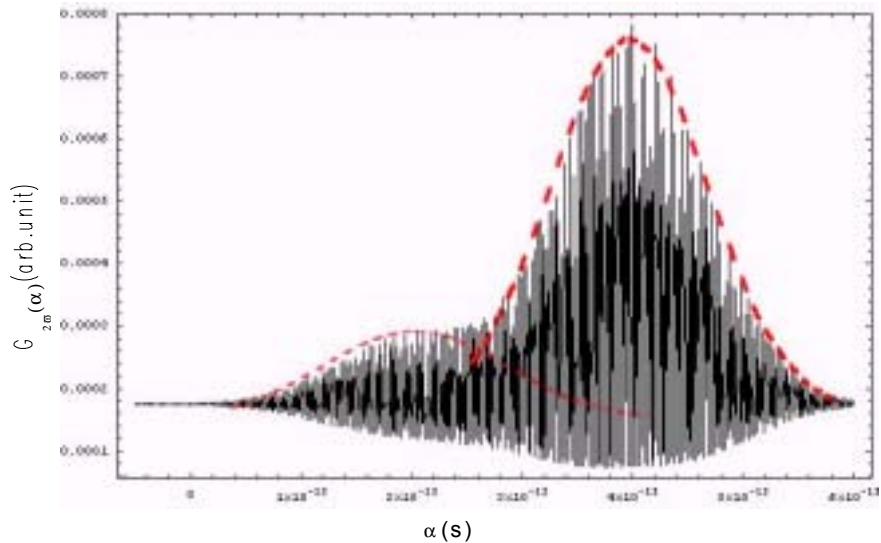


Fig. 5. Computer simulation of beam done through glass with step shape.

위 그림에서 보는 바와 같이 유리의 경계부분에 입사된 펄스가 유리의 두께 차에 의해서 경로차가 생겼다. 그 경로차에 의해서 생겨난 두 펄스는 간섭계에서 다른 경로의 펄스와 시간차를 두고 간섭을 일으켰을 때 분리된 두 개의 Gaussian 모양이 나타났다. Fig. 2와 비교하면 Gaussian 최대점이 오른쪽으로 각각 200 fs 와 400 fs 이동하였고, 거리로 나타내면 $60 \mu\text{m}$ [$150 \mu\text{m} \times (n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}})$] 와 $120 \mu\text{m}$ [$300 \mu\text{m} \times (n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}})$] 이 된다. 두 펄스가 이동된 거리의 차를 보이는 것은 굴절률과 두께 차에 의해서 경로차가 생겼기 때문이다. 따라서 이와 같은 결과에서 볼 수 있듯이 펄스 레이저를 이용하여 3차원 물체에 주사방식을 사용하지 않고도, 펄스의 비행 시간 정보를 이용하여 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 비주사방식으로 측정이 가능함을 알 수 있었다.

2. 측정 결과 및 논의

반치폭을 측정하기 위하여 레이저에서 나온 펄스빔을 광 분할기를 이용하여 두 개의 펄스로 나눈다. 그런 다음 간섭계에서 한 경로를 고정시킨 후 다른 경로의 길이를 변화시켜 제 2고조파를 발생시킬 수 있는 비선형 매질에 입사시켰다. 이때 두 경로의 경로차에 의해서 두 펄스의 간섭정도가 다르므로 전산기 시늬에서 알아본 바와 같이 두 펄스의 간섭에 의한 자체 상관 함수 변화를 측정할 수 있었다. Fig. 6는 제 2고조파를 이용하여 측정된 자체 상관 함수이다.

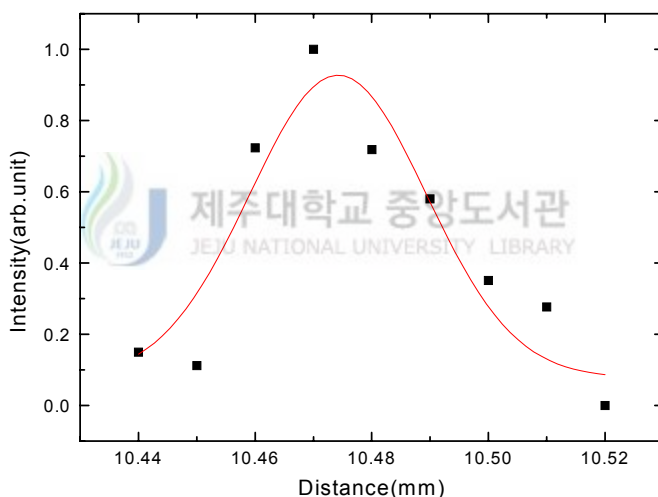


Fig. 6. The intensity of interference of two pulse with BBO crystal.

위 그림에서 표시 ■은 실험값이고, 실선은 Gaussian 함수를 이용하여 fitting한 것이며, 펄스 레이저의 반치폭은 $30.28 \mu\text{m}$ (100.93 fs)이다. 그림에서 보는 바와 같이 Gaussian 최대점은 거리 10.47 mm 에서 나타났고, 이런 최대점의 이동정도를 가지고 전산기 시늬에서 본 바와 같이 물체의 두께를 측정할 수 있다.

이 결과로부터 유리의 두께를 측정하기 위하여 레이저에서 나온 펄스빔을 광 분할기로 두 개의 펄스로 나눈 후 고정된 경로에 유리를 놓고, 다른 경로의 길이를 변화시켜 유리의 두께를 측정하였다. 펄스 레이저의 파장 800 nm 에서 유리의 굴절률은 약 1.38이다. 그리고 공기의 굴절률은 1이므로 유리의 굴절률과 공기의 굴절률의 차이는 0.38이다.

Fig. 7은 한 경로에 두께가 $150\ \mu\text{m}$ 인 유리를 놓고 측정한 결과이다.

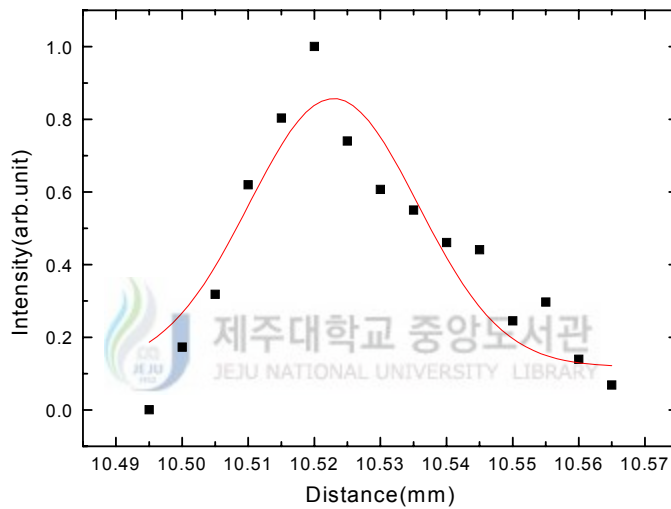


Fig. 7. The intensity of beam done through glass with thickness $150\ \mu\text{m}$.

위 그림에서 실선은 거리 10.52 mm 에서 Gaussian 최대점을 갖는다. Fig. 6과 비교했을 때 Gaussian 최대점이 오른쪽으로 $49.50\ \mu\text{m}$ (165.01 fs) 만큼 더 이동되었고, Gaussian 최대점의 이동은 유리의 두께에 의한 두 펄스의 경로차로 인해 생겼다는 것을 전산기 시뮬레이션으로부터 알 수 있었다. 이로부터 유리의 두께가 약 $130.27\ \mu\text{m}$ [$(49.50\ \mu\text{m}/(n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}}))$]을 알 수 있었다. 이때 측정된 유리의 두께는 마이크로미터로 측정된 유리의 두께 $150\ \mu\text{m}$ 와 약 $19.73\ \mu\text{m}$ 의 차이를 보이고 있다. 반치폭은 $37.83\ \mu\text{m}$ (126.1 fs)이고, Fig. 6보다 $7.55\ \mu\text{m}$ (25.1 fs)더 넓어졌다. 반치폭이 넓어진 이유는 펄스 레이저 빔이 유리를 통과할 때 굴절률에 의하여 분산이 일어났기 때문이다.

펄스 레이저 빔을 이용하여 두께 차를 갖고 있는 유리의 상대적인 두께 차를 측정하기 위하여 레이저에서 나온 빔을 광 분할기로 두 개의 펄스로 나눈 후 고정된 경로에 유리를 놓고, 다른 경로의 길이를 변화시켜 유리의 상대적인 두께 차에 대해 비주사 방식을 이용하여 측정하였다. 펄스 빔은 Fig. 4와 같이 계단모양의 두께 차가 있는 유리의 경계부분에 입사시켰다. 이와 같은 방법을 이용하여 간섭계에서 한쪽 경로에 두께가 각각 $150\ \mu\text{m}$ 와 $300\ \mu\text{m}$ 인 계단 형태의 유리를 놓고 상대적인 두께 차를 측정 한 자체 상관 함수를 Fig. 8에 나타내었다.

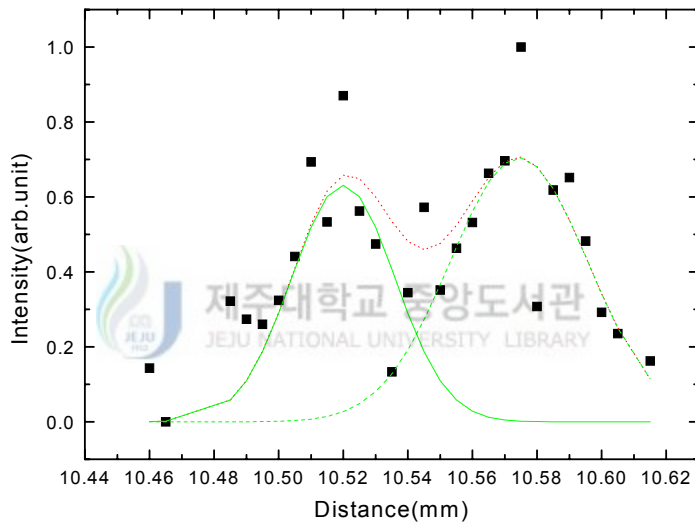


Fig. 8. The intensity of beam done through glass with step shape.

이 그림에서 실선과 대시선의 Gaussian 모양은 유리의 경계부분에 입사된 두 개의 펄스 빔이 유리의 상대적인 두께 차에 의해서 경로차가 생겨 발생한 것이다. 실선(유리두께 $150\ \mu\text{m}$)은 거리 $10.52\ \text{mm}$ 에서 대시선(유리두께 $300\ \mu\text{m}$)은 거리 $10.57\ \text{mm}$ 에서 Gaussian 최대점을 갖는다. 이것을 Fig. 6과 비교하면 Gaussian 최대점이 실선은 오른쪽으로 $46.64\ \mu\text{m}$ ($155.46\ \text{fs}$)이동하였고, 대시선은 $99.18\ \mu\text{m}$ ($330.59\ \text{fs}$)이동하였다. Fig. 8에서 두 개의 Gaussian 최대점의 이동은 유리의 두께 때문에 생겼다는 것을 전산기 시뮬레이션으로부터 알 수 있었다. 이것으로부터 유리의 두께가 실선은 123

$\mu m [(46.63 \mu m / (n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}}))]$ 이고, 대시선은 약 $261 \mu m [(99.17 \mu m / (n_{\text{유리}} - n_{\text{공기}}))]$ 임을 알 수 있었다. 이때 측정된 유리의 두께가 마이크로미터로 측정한 유리의 두께 $150 \mu m$, $300 \mu m$ 와 각각 $27 \mu m$, $39 \mu m$ 차이를 보이고 있다. 이 때 유리의 상대적인 두께 차는 약 $138 \mu m [261 \mu m(\text{대시선}) - 123 \mu m(\text{실선})]$ 이고 이것은 마이크로미터로 측정한 상대적인 두께 차 $150 \mu m$ 와 약 $12 \mu m$ 차이를 보이고 있으나, 펄스 레이저를 이용하여 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 비주사방식으로 측정 가능함을 알 수 있었다. 이 그림으로부터 측정된 두 펄스의 반치폭은 실선인 경우 $36.12 \mu m$ 이 되었고, 대시선인 경우 $43.67 \mu m$ 이 되었다. 이와 같은 반치폭의 차이 즉, 펄스 퍼짐의 차이를 보이는 것은 펄스 레이저 빔이 두께 차가 있는 유리의 경계 부분을 통과하면서 유리의 굴절률에 의한 분산정도가 다르기 때문이다. 이러한 펄스 퍼짐은 시료 측정의 정밀도를 저하시킨다. 이런 펄스 퍼짐을 방지하기 위해 칩(chirp) 방법을 써야 하는데, 칩 방법은 물질에 펄스 레이저를 입사시켰을 때 파장에 따라 굴절률이 달라져 펄스가 다시 정렬되는 것을 이용한 방법이다. 그러면 펄스가 진행함에 따라 발생한 반치폭의 넓어진 것을 보완할 수 있다. 그리고 펄스 레이저의 반치폭이 더 작고 칩된 펄스를 이용한다면 3차원 물체의 측정 해상도를 향상시킬 수 있을 것이다.

V. 결론

공간에 관한 정보만을 갖고 있는 연속파 레이저를 이용하여 계단모양의 두께 차가 있는 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 측정할 때 주사방식을 사용하므로 측정이 복잡해지고 측정된 값을 시간으로 변환시켜야 하는 어려움이 따른다.

본 연구에서는 이런 문제점들을 보완하고자 시간과 공간적으로 국한되어 있는 펄스 레이저를 이용하여 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 비주사방식으로 측정하여 보완하였다. 먼저 펄스 레이저의 시간 정보를 나타내는 반치폭을 알기위해 펄스의 비선형 효과를 이용할 수 있는 비선형 물질 BBO에 두 펄스를 입사시켜 두 펄스의 간섭 정도를 측정한 결과 펄스의 반치폭 $30.28 \mu\text{m}$ (100.93 fs)을 얻었고, 이때 측정된 Gaussian 모양의 최대점 위치를 기준으로 하여 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 측정하였다. 이러한 펄스 레이저의 정보들을 이용하여 계단모양의 두께 차가 있는 3차원 물체의 상대적인 두께 차를 비주사방식으로 측정한 결과 두께 차 $138 \mu\text{m}$ (460 fs)를 얻었다. 이때 측정된 결과는 마이크로미터로 측정한 3차원 물체의 상대적인 두께차이 $150 \mu\text{m}$ (500 fs)와 $12 \mu\text{m}$ (40 fs)의 차이를 보이고 있으나 비행 시간 정보를 갖고 있는 펄스 레이저를 이용하여 비주사방식으로 3차원 물체의 상대적인 두께 차 측정을 할 수 있었다.

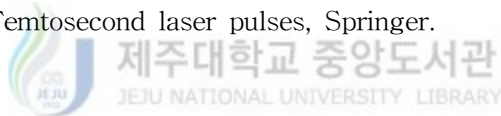
V. 참고문헌

Amnon Yariv, 1985, Optical Electronics, 3rd edition, CBS College Publishing, Chapter 8.

B. Bouma, G. J. Tearney, S. A. Boppart and M. R. Hee. 1995. High-resolution optical coherence tomographic imaging using a mode-locked $Ti:Al_2O_3$ laser source. Opt. Lett., 20(13). 1486.

C. Diels, 1996, Ultra-short laser pulse phenomena, Academic Press.

C. Rulliere, 1998, Femtosecond laser pulses, Springer.



F. Zernicke. Refractive indices of ADP and KDP between 200nm and 1500nm. 1964. J. Opt. Soc. Am., 54. 1215.

Garret, C. G. B. and F. N. H. Robinson. 1966. Miller's phenomenological rule for computing nonlinear susceptibilities. IEEE J. Quantum Electron, QE-2. 328.

H. Takasaki. 1973. Appl. Opt., 12. 845.

J. C. Diels, 1996, Ultra-short laser pulse phenomena, Academic Press.

J. C. Diels, 1996, Ultra-short laser pulse phenomena, Academic Press, Chapter 8.

J. G. Fujimoto, S. De Silvestri, E. P. Ippen, C. A. Puliafito, R. Margolis and A. Oseroff. 1986. Opt. Lett., 3. 150.

Jing-yuan Zhang, Jungn Y. Huang, H. Wang, K. S. Wong and G. K. Wong. 1998. Second-harmonic generation from regeneratively amplified femtosecond laser pulses in BBO and LBO crystals. J. Opt. Soc. Am., B15. 200.

M. Choy and R. L. Byer. 1976. Accurate second-order susceptibility measurements of visible and infrared optical pulses. Phys. Rev., B14. 1693.

Miller, R. C. 1964. Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals. Appl. Phys. Lett., 5. 17.

T. D. Donnelly and C. H. Grossman. 1998. Ultrafast Phenomena: A Laboratory Experience for Undergraduates. Am. J. Phys., 66. 697.




감사의 글

본 논문의 이루어지기까지 끊임없는 지도와 격려를 해 주신 유영훈 교수님께 깊은 감사를 드리며, 본 논문을 심사하는 과정에서 지도와 조언을 아끼지 않으신 최치규, 고정대 교수님께도 감사드립니다. 아울러 여러 가지로 부족한 제게 많은 질책과 격려를 해주신 현남규, 김용주 교수님께도 감사드립니다.

이 몸의 부족한 부분들을 하염없는 손길로 도와준 광현형, 역봉, 형준, 태언, 수영, 해림, 경아, 영미, 선규, 선 그리고 모든 실험실 식구들에게 상당한 고마움을 표하는 바 이오.

그리고 나의 친구 민철, 기만, 주희, 그리고 진수 상당히 고맙소.

저의 육체와 정신적인 지주이시고 지상에서 가장 고귀한 사랑하는 어머니, 형 그리고 형수 백골난망(白骨難忘)입니다.

 제주대학교 중앙도서관
모든이의 행복이 이루어지기를 바라는 바이오
JEJU NATIONAL UNIVERSITY LIBRARY
인생(人生)이 고독(孤獨)할지라도.....