

온도변화에 따른 Si의 비선형 광학적 성질

이상훈 · 이범구

서강대학교 물리학과

(1990년 7월 5일 받음)

레이저로 가열된 두께 160 μm의 얇은 Si의 비선형 광학적 성질을 들뜸용-탐사방법(pump-probe method)으로 조사하였다. 펄스폭은 180 μsec이고 TEM₀₀-mode의 맥동형 Nd-YAG 레이저로 Si를 가열하였고, 발생하는 온도증가는 Si의 band gap 근처의 파장을 갖는 탐사광의 투과도변화를 관찰하여 측정하였다. Si의 온도상승은 입사된 레이저 광도에 비례함을 알 수 있었고, 실험상 최대 광도 25 KW/cm²의 레이저 빛살입사에 의해 16°C의 온도상승을 관찰하였다. 이 결과로부터 Nd:YAG 레이저 파장에서의 온도변화에 따른 Si의 3차 비선형 광학계수 χ⁽³⁾은 6.6 × 10⁻⁵ esu로 산출되었다.

I. 서 론

물질의 비선형 광학적 효과는 물질내에 입사된 빛과 물질내의 전자나 격자운동이 직접적으로 상호작용하여 굴절률을 변화시켜주는 경우와 전자나 격자운동이 우선적으로 일어나고 그것들의 이완운동에 의해 유발되는 온도상승에 의하여 굴절률이 변화하는 경우로 나누어 생각할 수 있다.^(1,2) 열적 비선형 광학효과는 일정한 레이저 광도(intensity) 범위내에서는 3차 비선형 광학적 특성을 갖기 때문에, 그 효과의 정량적 크기는 3차 비선형 광학계수 χ⁽³⁾로 나타낼 수 있다. 후자에 의한 비선형 광학적 효과는 앞의 경우에 비교해 볼 때 시간적으로 느린 반응을 보이나, 그 효과의 크기는 전자에 비해 대단히 큰 특성을 갖고 또, Self-focusing과 관계하여 반도체 물질가공과 같은 중요한 응용성이 있어 많은 연구가 보고되고 있다.^(3,4)

본 연구에서는 반도체 Silicon(Si)의 열적 비선형 광학특성을 들뜸용 탐사(pump-probe)방식을 이용하여 실험적으로 조사하고자 한다. Nd:YAG 레이저의 빛살을 Si에 입사시켜 가열시키고, 이에 따른 온도상승을 백색 광원을 사용하여 Si의 band gap 근처의 파장을 갖는 빛살의 투과율변화로서 검지하고자 한다. 그 결과를 관련된 이론과 비교 분석하여 Si의 열적 3차 비선형 광학계수 χ⁽³⁾를 추정하고자 한다.

II. 반도체의 열적 비선형 광학특성

물질의 열적 비선형 광학효과는 기본적으로 레이저에 의한 강한 광도(intensity)의 빛이 물질에 입사되어, 빛 에너지의 일부가 물질에 흡수되어 물질의 온도상승(ΔT)를 발생시키고, 이 온도상승에 의해 유도되는 물질의 굴절률(n)과 흡수율(α)의 변화 Δn과 Δα에 의해 나타나는 여러 가지 비선형 특성을 말한다. 즉, 만일 레이저에 의해 물질의 가열반응에 있어 ΔT가 레이저 광도 I에 비례한다면 Δn과 Δα는 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T \propto \frac{\partial n}{\partial T} I = \frac{\partial n}{\partial T} \left(\frac{nc}{8\pi} \right) |E|^2 \quad (1a)$$

$$\Delta \alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Delta T \propto \frac{\partial \alpha}{\partial T} I = \frac{\partial \alpha}{\partial T} \left(\frac{nc}{8\pi} \right) |E|^2 \quad (1b)$$

여기서 E는 전기장의 세기를 뜻하며, 따라서 열적 비선형 효과는 3차 비선형 특성으로 설명될 수 있다. 식 (1)로부터 결국 물질의 열적 비선형성을 이해하는데 가장 중요한 것은 ΔT와 입사된 광도 I 사이의 관계를 구하는 일이며, 본 연구에서는 이론 및 실험적으로 이들 관계를 찾고자 한다.

특히 반도체의 경우 빛의 흡수는 1차적으로 valance 띠에 있는 많은 전자들을 conduction 띠로 들뜨기 하여 많은 electron-hole pair 들(e-h plasma)을 생성하게

되고, 이렇게 들뜬 e-h plasma의 일부는 방사 감쇄 천이 (radiative transition decay)하므로써 빛을 산란시키며, 나머지는 비방사 감쇄 천이 (non-radiative transition decay)에 의해 열을 발생시킨다. 이 과정에 관한 많은 이론적 연구가⁽⁵⁻⁸⁾ 이루어져 왔으며, 특히 Si의 경우 Meyer 등에⁽⁹⁾ 의하여 일반적으로 e-h plasma 밀도 N 과 ΔT 에 관한 두 개의 연립방정식이 유도되었고, 이들의 방정식을 Nd:YAG 레이저 (레이저의 에너지 $\hbar\omega_0$ 와 Si의 band gap 에너지 ϵ_g 가 거의 같음)에 의한 e-h plasma 들 들떠온 경우에 적용하면 다음과 같다.⁽¹⁰⁾

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \nabla \cdot (D\nabla N) + \eta \frac{I_0 g(t)}{\hbar \omega_0} - \left[\left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) N + \gamma N^3 \right] \quad (2)$$

$$\rho C_p \frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \nabla \cdot \{ \chi (\nabla T) \} + (1 - \eta) I_0 g(t) + \left(\frac{N}{\tau_{nr}} + \gamma N^3 \right) \epsilon_g \quad (3)$$

여기서 $g(t) = (1-R)\alpha e^{-\alpha z} f(t)$ 이며, 실제 얇은 시료로 실험을 하면 $e^{-\alpha z} = 1$ 로 생각할 수 있고, D 는 e-h plasma의 carrier 확산계수, R 과 α 는 사용된 레이저 파장에서의 물질의 반사율과 흡수계수이고, z 는 사용된 레이저 빛살의 진행방향의 거리를 나타내며, I_0 와 $f(t)$ 는 레이저의 최대 광도와 레이저 pulse의 시간 t 에 대한 모양을 나타내는 함수이고, τ_r 과 τ_{nr} 은 e-h plasma의 방사 및 비방사 감쇄 천이 시간 상수를 뜻하고 γ 는 Auger 재결합 과정에 의한 비방사 천이계수이다. 열확산방정식 (3)과 관련하여 ρ 와 C_p 는 물질의 밀도와 정압 비열이며, χ 는 열전도 계수이다. 특히, Si에 흡수된 레이저 에너지 중 일부만이 e-h plasma 들 들뜨게 할 것이고, η 는 이것을 반영하기 위한 양자 효율계수이다. 흡수된 나머지 에너지부분 $(1-\eta)$ 는 여러 가지 형태의 격자운동들 (acoustic and optical phonons)을 들뜨우고, 궁극적으로 Si내의 열발생에 기여한다고 생각할 수 있다.

임의의 주어진 초기조건에 따른 두 연립방정식 (2)와 (3)의 정확한 해는 computer를 이용한 수치해석법에 의존할 수 밖에 없으나, 다음의 몇 가지 특수한 실험조건하에서는 간단한 분석적 해도 생각할 수 있다. 즉, e-h plasma의 확산운동과 관련하여, 확산특성시간 t_0 는 $t_0 = l_0^2/D$ 로 생각할 수 있는데, 여기서 l_0^2 은 실험상황에 의해 결정되는 유효확산면적으로 본 연구에서는 탐사 광에 의해 탐사되는 탐사영역이 된다. 따라서 Si의 온도를 충분히 높이고 또 l_0^2 을 크게 하여 τ_r 이나 τ_{nr} 에 비해

t_0 가 훨씬 큰 조건으로 실험을 수행하면, e-h plasma의 공간적 확산에 의한 N 의 감소율은 (2)식의 두번째 항에 비해 무시할 수 있게 된다. 또 (2)식에서 Auger 재결합 효과를 나타내는 마지막 항은 연구된 이론 및 실험 결과에 의하면^(11,12) $N = 10^{20}/\text{cm}^3$ 이상에서 나타난다는 사실을 고려하면, 약한 레이저광에 의해 N 이 이 값보다 작게 들떠워진 실험적 상황에서는 역시 무시할 수 있게 되고 (논의에서 본 연구의 실험조건이 이러한 경우임을 보일 것임), 따라서 상술된 두 조건하에서는 (2)식은 다음과 같이 간단히 된다.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \eta \frac{I_0 g(t)}{\hbar \omega_0} - \frac{N}{\tau} \quad (4)$$

여기서 $\tau = \left[\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right]^{-1}$ 이다. 본 연구에서 레이저 광도 시간함수 $g(t)$ 는 수백 μsec 의 폭을 갖는 함수임을 고려할 때, 상온에서 Si의 τ 가 이 맥동 시간폭에 비해 충분히 짧다면 식 (4)의 해로서 정상해를 생각할 수 있고, 따라서 N 은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$N(t) = \eta \frac{I_0 g(t) \tau}{\hbar \omega_0} \quad (5)$$

온도상승 ΔT 에 관한 방정식 (2)에서도 마찬가지로 Auger 재결합 항을 무시하고, N 대신 식 (4)를 대입하면 다음의 방정식을 얻게 된다.

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = \nabla \cdot \{ D_T (\nabla T) \} + \frac{\eta \epsilon_g I_0}{\rho C_p} g(t) \quad (6)$$

여기서 $D_T = \chi/\rho C_p$ 이고 $\eta_e = (1-\eta) + \eta \frac{\epsilon_g}{\hbar\omega_0} \left(\frac{\tau}{\tau_r} \right)$ 이다.

식 (6)의 우변에서 첫번째 항은 열확산 과정에 의한 온도의 하강을 설명하며, 두번째 항은 레이저 펄스에 의한 온도상승을 설명하게 된다. 여기서 η_e 는 흡수된 총 빛에너지 중에서 열발생에 기여하는 효율을 대변하는 물질상수가 된다. 일반적으로 열확산은 느리기 때문에, 만일 열확산 특성시간에 비해 레이저 펄스폭이 충분히 짧으면 열확산 효과를 무시할 수 있고, 이경우 레이저 펄스에 의한 온도상승에 관하여 다음과 같은 가장 간단한 분석적 해를 얻게 된다.

$$\Delta T(t) = \frac{\eta_e}{\rho C_p} I_0 \int_{t=0}^t g(t) dt \quad (7)$$

이 결과는 Si내의 온도상승은 레이저 최대 광도 I_0 에 비례함을 나타내고 있고, 만일 주어진 광도에 대해 ΔT 를 실험적으로 측정할 수 있다면, 중요한 물질상수 η_e 뿐만 아니라 식 (1)과 관련하여 χ ⁽³⁾까지 구할 수 있게 된다.

III. 실험방법 및 결과

본 연구에서 조사된 Si은 p-형으로 불순 정공도 $10^{14}/\text{cm}^3$ 이하의 순수한 반도체로 두께 $160\ \mu\text{m}$ (micrometer)으로 양면을 $\lambda/4$ 정도의 정밀도로 연마하여 실험에 사용하였고, 사용된 시료의 band gap 근처의 선형 흡수계수의 온도특성을 Fig.1에 나타내었다. Si의 온도상승을 위한 광원으로는 Q-switching 되지 않은 $180\ \mu\text{sec}$ 의 반치전폭(Full Width at Half Maximum)을 갖는 맥동 Nd:YAG 레이저를 사용하였고, 레이저의 단위 펄스당 최대 Power는 $25\pm 2\text{KW}$ 로 공간모양은 TEM₀₀-mode의 Gaussian이며 Si 표면에 입사시 Gaussian 빛살폭(광도의 $1/e$ 이 되는 곳의 전폭)은 $670\pm 25\ \mu\text{m}$ 이다.

레이저 가열에 의한 Si의 온도상승을 측정하기 위해, 일반적으로 반도체가 갖는 온도상승에 따른 band gap 에너지의 감소특성을 이용하여 Band Gap 근처의 파장 영역에서의 빛의 투과율 감소현상을 관찰하였다. 탐사광원(S)으로는 시간에 대해 연속적이고 일정한 광도로 백색 발광을 하는 Halogen Lamp를 사용하였고, Si의 온도측정을 위한 실험배치를 Fig.2에 나타내었다. 광원 S에서 나오는 백색광은 직경 2.5cm이고, 초점거리 $f=3\text{cm}$ 의 볼록렌즈 L₁으로 Si 표면에 광도의 반치전폭이 $300\ \mu\text{m}$ 되도록 집광시켰다. 이 탐사광의 반치전폭은 레이저의 Gaussian 빛살폭 $670\ \mu\text{m}$ 에 비해 충분히 작으므로 Gaussian 빛살의 peak 부근에 의해 가열되는 Si

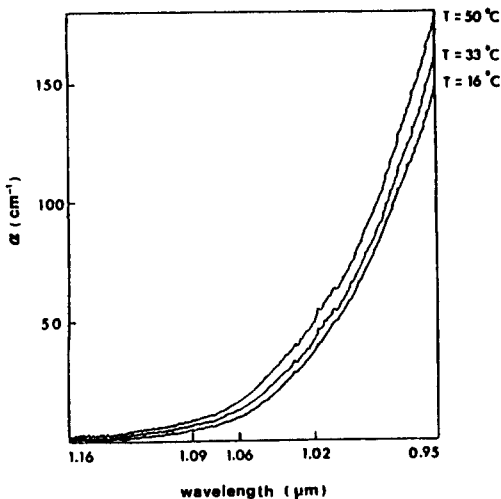


Fig. 1. Si의 band gap 근처에서의 온도변화에 따른 선형 흡수계수 α 의 변화.

의 온도변화만을 검지하게 된다. 여기서 실험배치 문제로 탐사광과 가열광의 진행방향을 일치시킬 수 없었고, 본 실험상황에서 가열광에 대하여 가능한 최소각 37° 로 탐사광을 입사시켰다. 광원과 L₁ 사이에는 두께 5mm의 반도체 ZnSe를 삽입하여 $6600\ \text{\AA}$ 보다 더 짧은 파장의 빛통과를 차단시켰고 또 탐사광의 광도를 측정이 가능한 최소한으로 약하게 하여, 탐사광 자체에 의한 Si의 온도상승 효과를 배제하였다.

Si를 통과한 빛은 직경 5cm이고, $f=5\text{cm}$ 의 볼록렌즈 L₂로 평행광을 만들고 Spectrometer(EG & G; Model No.1229)와 f-number를 일치시키기 위해 다시 직경 6cm이고, $f=15\text{cm}$ 의 볼록렌즈 L₃로 집광하여 Spectrometer의 입구 Slit(Slit 폭: 1mm)에 입사시켰다. Spectrometer의 중심파장 위치와 출구 Slit의 폭(5mm)을 적당히 조절하여 투과광 중 주로 파장영역 1010nm와 990nm 사이의 빛만을 선택하여, 검지면적이(반경 5mm의 원형) 넓은 Si-photodiode D로 검지시켜, 그 투과광도를 시간에 대해 레이저 펄스와 함께 Dual Storage Oscilloscope(Tektronix; Model No. 468)로 동시에 monitor 하였다. 실제 Nd:YAG 레이저에 의한 온도상승 측정실험시, Si의 앞뒤 표면에서 Nd:YAG 레이저 빛살의 강한 산란빛은 검지 Photodiode에 검지광의 광도 정도의 크기로 영향을 주었고, 이 영향을 배제하기 위하여 $1.06\ \mu\text{m}$ 에서는 99%를 반사시키는 반면에 본 실험에서의 검지파장영역(1010~990nm)에서는 60% 이상 투과시키는 Nd:YAG 레이저의 전반사 거울(F₂)을 Spectrometer의 입구 Slit 앞에 삽입하였다.

탐사광의 투과율과 Si의 온도상승의 표준적 관계를 조

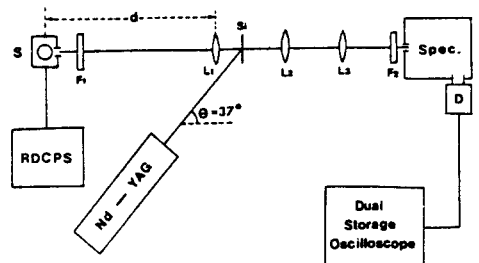


Fig. 2. Nd:YAG 레이저로 가열된 Si의 온도 측정 장치도: S; Halogen Lamp, RDCP; Regulated DC Power Supply, F₁; ZnSe, L₁ ($f=3\text{cm}$) L₂ ($f=5\text{cm}$) L₃ ($f=15\text{cm}$); 볼록 렌즈, F₂; $1.06\ \mu\text{m}$ Total Reflector, Spec; Spectrometer, D; Photo-diode.

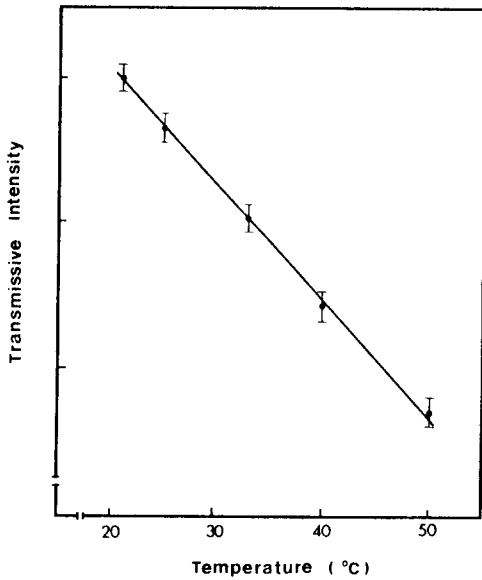


Fig. 3. Si의 온도상승에 따른 탐사광의 투과율 변화(투과율은 임의의 scale).

사하기 위해, Si의 온도를 직접 Ni-Cr 선 가열기를 이용, 온도조절기로 시료의 온도를 바꾸어가며 일정한 입사광 크기에 대한 투과도를 조사하였고 그 결과를 Fig. 3에 나타내었다. 이 결과에서 투과도변화와 온도변화는 측정된 최대온도 50°C까지 선형적 관계를 갖고 있음을 알 수 있으며, 이는 본 실험의 탐사과정 영역에서 α 값 자체가 적고 또 온도변화에 따른 $\Delta\alpha$ 가 작기 때문이라고 생각된다.

Fig. 4는 맥동 Nd:YAG 레이저에 의한 Si의 온도상승 효과를 나타내주는 대표적인 실험결과로, 레이저 펄스모양과 함께 탐사광의 투과도변화를 시간에 대해 동시에 측정된 것이다. 여기서 Fig. 4의 (A)에서는 수평 시간축이 50 $\mu\text{s}/\text{div}$ 으로, Fig. 4의 (B)에서는 같은 결과를 500 $\mu\text{s}/\text{div}$ 으로 나타내었다. 이 결과로부터 맥동 레이저에 의한 Si의 온도상승값을 Fig. 3의 표준 측정결과와 비교하여 알 수 있으며, 또 Si의 열확산 특성도 정량적으로 확인할 수 있다. 또 입사된 레이저 광도와 최고 온도상승치 사이의 상관관계를 레이저의 출력 광도를 변화시켜가며 조사하였으며, 그 결과를 Fig. 5에 나타내었다.

IV. 논 의

앞서 서술한 실험결과들 중에서 우선적으로 논의해야

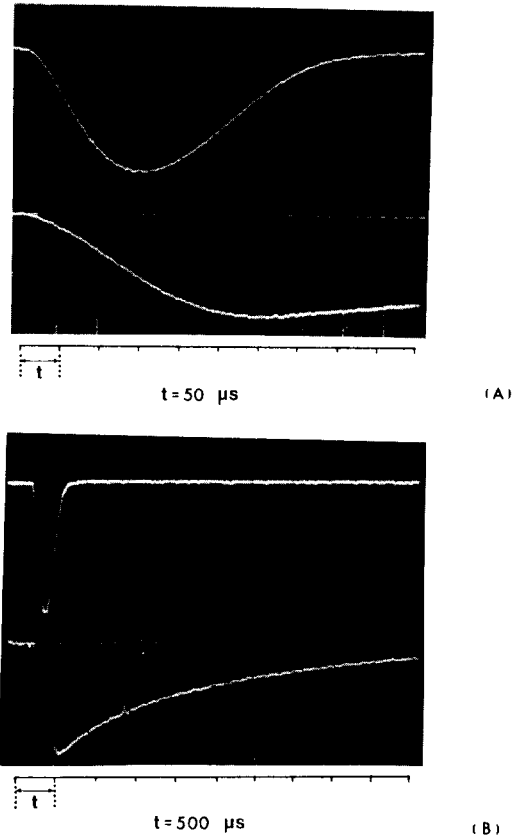


Fig. 4. 각 사진에서 아래 부분은 맥동 Nd:YAG 레이저에 의한 Si의 가열로 발생하는 탐사광의 시간에 대한 투과율 변화이며, 위 부분은 레이저 맥동함수임; (A)는 50 $\mu\text{s}/\text{div}$, (B)는 100 $\mu\text{s}/\text{div}$ 임.

할 것은 Fig. 5에서 보여지고 있는 레이저 출력과 최대 온도상승 사이의 선형성이다. 이 둘 사이의 선형성을 좌우하는 가장 중요한 요인은 Auger 효과의 유무로, 본 실험에 사용된 최대 레이저 출력조건에서 들떠진 e-h plasma의 농도 N 는 $10^{20}/\text{cm}^3$ 에 비해 충분히 작음을 뜻한다.

N 을 추정하기 위해, 먼저 본 연구의 실험조건이 식 (5)를 유도하는데 사용된 두 개의 가정을 만족하는가를 확인해야 한다. 첫째로, 식 (2)에 알 수 있듯이 e-h plasma 밀도의 감소는 공간적 확산에 의한 것과 e-h 감쇄 재결합에 의한 것이며, 상온에서 $\tau=0.1\text{ nsec}$ (10^{-10} sec)⁽¹³⁾인데 반하여 확산 감소 특성시간 $t_b=l_b^2/D$ 는 상온에서 $D=15\text{ cm}^2/\text{sec}$ 임⁽¹³⁾과 실험탐사 영역과 관계된 효과면적 $l_b^2=2.3 \times 10^{-4}\text{ cm}^2$ 을 고려하면 t_b 는 15 μsec

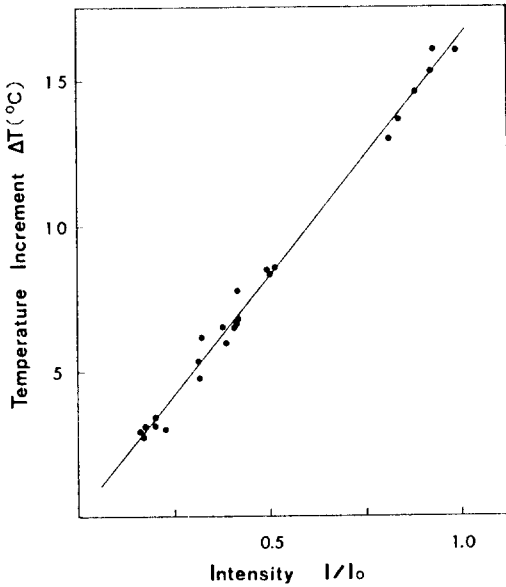


Fig. 5. 레이저의 입사광도 변화에 따른 Si의 최고 상승온도 변화.

으로 τ 에 비해 충분히 느리기 때문에 e-h plasma의 공간적 확산은 무시할 수 있게 된다. 또 τ 는 맥동폭 180 μsec 에 비하여 대단히 작아 정상해조건도 만족되므로, 식 (5)를 이용하여 N 을 추측할 수 있다. 실험상의 최대 레이저 출력 25 KW, $\tau=0.1\text{ns}$ 및 $\eta=1$ 을 대입하여 상한값 $N=10^{15}/\text{cm}^3$ 을 얻게 되는데 이 수치는 Auger 효과가 무시될 수 있는 상술된 조건과 일치한다.

다음으로 레이저 펄스와 Si의 온도상승 사이의 관계를 분석하기 위해 Fig.4의 (A)에 보여준 레이저 펄스폭 시간범위내에서의 온도상승 과정을 생각해 보기로 한다. 상온에서 Si의 $\rho=2.42\text{g}/\text{cm}^3$,⁽¹⁴⁾ $C_p=0.82\text{J}/\text{gK}$ ⁽¹⁵⁾ 및 $\kappa=1.42\text{W}/\text{cmK}$ ⁽¹⁶⁾임으로 열확산계수 $D_T=0.7\text{cm}^2/\text{sec}$ 로 계산되고, 레이저 펄스가 존재하는 시간 동안 유효열 확산 특성거리 $l_T=\sqrt{D_T t_p}=110\mu\text{m}$ 로 이는 본 실험의 탐사광의 반지름폭 300 μm 에 비해 다소 작기 때문에, 레이저 펄스가 입사된 시각부터 광도가 증가하는 초기의 약 100 μsec 동안의 온도상승 기간에서는 열확산 효과를 무시할 수 있다. 따라서 열확산을 무시한 온도상승에 관한 식 (6)에 의해 주어진 레이저 펄스의 수치적분을 통해 얻어진 온도상승함수는 최초 100 μsec 시간내의 실험 결과(Fig.6의 실선)와 일치시켜 비교할 수 있으며, 이와 같이 얻은 이론적 계산값을 Fig.6에 점선으로 나타내었다. 이 비교로부터 열확산을 완전히 무시한 온도상

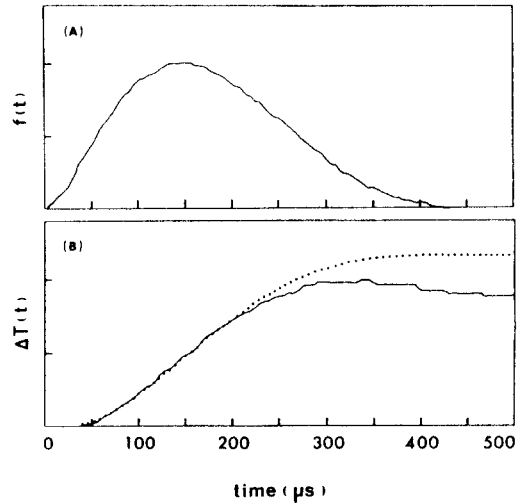


Fig. 6. (A)는 레이저 맥동함수 $f(t)$ 이며, (B)의 점선은 $f(t)$ 의 시간에 대한 적분함수이고, (B)의 실선은 측정된 온도상승 함수.

승에 관한 이론적 결과와 실험적 결과 사이에는 레이저 광도가 최대일 순간에서 약 10%의 차이가 나타남을 알 수 있고, 이는 레이저 맥동폭 정도의 넓은 시간 영역에서 일어나는 온도상승 과정에서 열확산 효과를 완전히 무시할 수 없음을 뜻한다. 또, Fig.6에서 식 (6)과 함께 식 (7)과 일치하는 초기부분의 온도상승 측정곡선을 이용하여 η_e 를 계산하면 $\eta_e=0.9$ 임을 알 수 있었다. 레이저 맥동기간 후 Fig.4의 (B)에 보여준 온도변화 곡선의 하강은 순수한 열확산 효과를 반영하는 것으로, 이것을 정밀분석하여 열확산에 관한 구체적 정보를 얻을 수 있으나, 본 논문의 주제가 아니기 때문에 더이상 이것에 대한 깊은 논의를 피하기로 한다.

마지막으로 Fig.5의 결과로부터 Gaussian 빔살폭 670 μm 이고 최대 출력 25 KW인 Nd:YAG 레이저의 입사에 의해, Gaussian 모양의 중심 부분에서 Si의 최대 온도상승은 $16\pm 2^\circ\text{C}$ 임을 알 수 있고, 이것으로부터 Si의 열적 비선형 광학특성의 크기를 논의할 수 있다. 식 (1)로부터 본 실험의 온도상승 폭인 약 20°C 범위내에서는 온도상승 ΔT 와 Δn 이나 $\Delta\alpha$ 사이의 관계는 선형적이며, $\frac{\partial\alpha}{\partial T}$ 는 Fig.1의 본 실험결과로 $\lambda_0=1.06\mu\text{m}$ 에서 $0.2\text{cm}^{-1}/\text{K}$ 임을 알 수 있고 $\frac{\partial n}{\partial T}|_0=2.4\times 10^{-4}\text{K}^{-1}$ ⁽¹⁷⁾로 알려져 있다. 따라서 최대 온도변화 16°C의 경우 Si의 최대 굴절률변화(Δn)= 3.8×10^{-3} 이며, 선형흡수변화($\Delta\alpha$)_{max}= 3.2cm^{-1} 가 된다. Si의 복소 선형 광

학계수를 $n + ix$ 로 표현할 때 $\Delta\alpha$ 와 Δx 사이의 관계는 다음과 같이 표현되며,

$$\Delta\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta x \quad (8)$$

해당하는 $\Delta x = 5.4 \times 10^{-5}$ 로 Δn 에 비해 60 배 이상 작음을 알 수 있다.

이제 상온(20°C)에서 1.06μ 에서의 Si의 선형 복소 유전율을 $\epsilon_0 = \epsilon_0' + i\epsilon_0''$ 로, 또 선형 광학상수들($n_0 + ix_0$)로 표시할 때, 온도에 따른 광학상수 변화 3차 복소 비선형 광학계수 $\chi^{(3)} = \chi^{(3)} + i\chi_1^{(3)}$ 와 다음과 같은 관계로 표시될 수 있다.

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 + 4\pi\chi^{(3)}|E|^2 + i4\pi\chi_1^{(3)}|E|^2 \\ &= \{n_0 + \Delta n + i(x_0 + \Delta x)\}^2 \\ &\approx (n_0^2 - x_0^2) + 2(n_0\Delta n - x_0\Delta x) \\ &\quad + i\{2n_0x_0 + 2n_0\Delta x + 2x_0\Delta n\} \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 본 연구조건에서는 $n_0\Delta n > 2x_0\Delta n > x_0\Delta x$ 이므로 $\chi_1^{(3)}$ 는 $\chi^{(3)}$ 에 비해 충분히 작아 무시될 수 있으며, 따라서 본 연구결과분석을 위해서는 $\chi^{(3)}$ 에 대해서만 논의하는 것으로 충분하므로 $\chi^{(3)}$ 값을 구하기 위해 다음 식을 생각할 수 있다.

$$\chi^{(3)}|E|^2 = \frac{n_0\Delta n(T)}{2\pi} \quad (10)$$

식 (1)과 $|E|^2 = \frac{8\pi}{n_0c} I_0(1-R)f(t)$ 를 식 (10)에 대입하면 열적 비선형 광학적 효과의 크기를 반영하는 3차 비선형 광학계수 $\chi^{(3)}$ 는 다음의 식으로 나타낼 수 있다.

$$\chi^{(3)} = \frac{n_0^2 c \frac{\partial n}{\partial T}|_0 \Delta T(I_0, t)}{16\pi^2 I_0(1-R)f(t)} \quad (11)$$

여기서 식 (11)로부터 $\chi^{(3)}$ 값을 결정하는데 대두되는 하나의 문제는 레이저의 맥동함수 $f(t)$ 와 온도상승 $\Delta T(t)$ 가 동일한 함수가 아니므로, $\chi^{(3)}$ 도 시간의 함수가 된다는 점이다. 여기서 식 (11)의 표현이 갖는 $\chi^{(3)}$ 의 의미를 시간에 대해 상세히 생각해보면 $\chi^{(3)}$ 는 작은 레이저 광도로 높은 온도상승이 일어나는 시간영역에서 큰 값을 갖게 된다. 특히, Fig.4에서 온도상승이 최대가 되는 시간을 t_m 이라고 할 때, 그 시간 이후는 온도변화가 하강하나 그 기울기가 무시할 수 있을 정도이므로 이에 따른 Δn 의 변화도 무시할 수 있어 비선형 효과도 없게 된다. 또, 레이저 맥동함수가 0이 된 후에도 ΔT 는 유한

한 값을 갖는 시간영역이 있는데 이 때는 $\chi^{(3)} = \infty$ 가 되나 이 영역에서는 $\chi^{(3)}$ 논의 자체가 무의미해진다. 따라서 실제 Si의 열적 3차 비선형 효과를 대변하는 평균적 의미의 3차 비선형 계수 $\chi_{av}^{(3)}$ 는 다음과 같이 정의하는 것이 타당하다. 즉

$$\chi_{av}^{(3)} \equiv \frac{1}{t_m} \int_{t=0}^{t=t_m} \chi^{(3)}(t) dt \quad (12)$$

마지막으로 상술된 정의식 (12)에 본 연구실험에서 측정한 ΔT 와 $f(t)$ 를 대입하여 $\chi_{av}^{(3)} = (6.6 \pm 0.8) \times 10^{-5}$ esu으로 계산되었다. 이 값의 타당성은 실제 직접적 비선형 현상인 축퇴 4광파(Degenerate Four Wave Mixing) 또는 Self Focusing/Defocusing 실험 등을 통해 나타난 결과와 비교함으로써 해답을 구할 수 있게 될 것이며, 이에 대한 연구는 앞으로 계속 진행될 예정이다.

V. 결 론

Nd: YAG 레이저를 상온의 Si에 입사했을 때, Si에 유발되는 수 μsec 정도의 빠른 온도변화를 Si의 band gap 근처 파장영역 1010 nm~990 nm에서의 탐사광의 투과율 변화를 이용하여 실험적으로 측정할 수 있었다.

최대출력 25 KW의 Gaussian Nd: YAG 레이저에 의해 최대 온도상승은 $16 \pm 2^\circ\text{K}$ 로 나타났으며, 이러한 실험조건인 한계에서는 온도상승과 레이저 출력 사이에는 선형관계가 유지됨을 알 수 있었다. 이 두 양 사이의 선형관계로 Si의 열적 3차 비선형 광학특성을 반영하는 3차 비선형 계수를 추정할 수 있으며, 본 연구실험 범위 온도상승에서는 $\chi^{(3)}$ 는 실수항이 현저한 기여를 함을 알 수 있다. 또 $\chi^{(3)}$ 는 정확하게는 시간 의존성을 갖으나, 실제 Si에 대하여 직접적 비선형 광학실험을 통해 $\chi^{(3)}$ 를 측정한다면, 이는 본 연구에 정의된 $\chi_{av}^{(3)} = 6.6 \times 10^{-5}$ esu 값에 일치하리라고 생각되며, 관계된 비교실험을 구상 중에 있다. 이러한 Si의 계산된 $\chi_{av}^{(3)}$ 값 자체는 순수 e-h plasma에 의한 $\chi^{(3)} = 10^{-8}$ esu 값에⁽¹⁰⁾ 비해 대단히 크기 때문에 낮은 레이저 출력에서 효과적으로 얻을 수 있는 비선형 광학실험에 많은 응용이 예상된다.

감사의 글

본 연구는 1989년도 문교부 학술연구조성비의 지원으로 수행되었다.

참 고 문 헌

- [1] Y. R. Shen, "The Principles of Nonlinear Optics," (John Wiley and Sons, New York, 1984).
- [2] S. Ovadia, H. M. Gibbs, J. L. Jewell, D. Sarid and N. Peyghambarian, *Optical Engineering* **24**, 565 (1985).
- [3] H. J. Eichler, *Optics Commun.* **45**, 62 (1983).
- [4] P. Baeri, S. U. Campisano, G. Foti and E. Rimini, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 137 (1978).
- [5] J. C. Schultz and R. J. Collins, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 84 (1979).
- [6] R. F. Wood and G. E. Giles, *Phys. Rev.* **B23**, 2923 (1981).
- [7] M. I. Gallant and H. M. van Driel, *Phys. Rev.* **B26**, 2133 (1982).
- [8] H. M. van Driel, *Phys. Rev.* **B35**, 8166 (1987).
- [9] K. R. Meyer, F. J. Bartoli and M. R. Kruer, *Phys. Rev.* **B21**, 1559 (1980).
- [10] R. K. Jain and M. B. Klein, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 454 (1979).
- [11] J. Dziewior and W. Schmid, *Applied Physics Lett.* **31**, 346 (1977).
- [12] D. C. Downer and C. V. Shank, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 761 (1986).
- [13] P. M. Fauchet and W. L. Nighan, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **48**, 721 (1986).
- [14] K. Jarasiunas and J. Vaitkus, *Phys. Status Solidi* **A44**, 793 (1977).
- [15] CRC Handbook of Chemistry and Physics, 60th ed., PE-102 (CRC Press Inc., Boca Raton, FL, 1980).
- [16] The Merck Index, 10th ed., p. 1220 (Merck and Co., Inc., Rahway NJ, 1983).
- [17] B. S. Wherrett, A. C. Walker and F. A. P. Tooley, "Optical Nonlinearities and Instabilities in Semiconductors," ed. by H. Haug, p. 264 (Academic Press Inc., New York, 1988).

Optical Nonlinearity in Laser Heated Si

Sang Hun Lee and Bum Ku Rhee
Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742

(Received: July 5, 1990)

Optical nonlinearity of laser heated Si with thickness of $160\mu\text{m}$ is investigated by pump-probe method. Si is heated by pulsed Nd:YAG laser of TEM₀₀-mode with pulse duration of $180\mu\text{sec}$. Temperature change is monitored by observing transmittance change of probe light whose wavelength lies near band gap of Si. It is found that temperature rise is linearly proportional to incident laser intensity and the maximum temperature increment is measured to be 16°C for the maximum incident intensity of $25\text{KW}/\text{cm}^2$. From these results, the third order nonlinear susceptibility $\chi^{(3)}$ at the wavelength of $1.06\mu\text{m}$ is estimated to be 6.6×10^{-5} esu due to laser heating.